KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

1947
Nr 1-2

Rok 10 (4) STYCZEŃ - CZERWIEC 1947 Nr. 1-2

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO

WYDAWANE PRZEZ SEKCJĘ TELEKOMUNIKACYJNĄ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

przy poparciu

MINISTERSTWA POCZT i TELEGRAFÓW oraz MINISTERSTWA KOMUNIKACJI

TREŚĆ Nr 1-2

Dr inż. TADEUSZ ZAGAJEWSKI

Politechnika Śląska, Gliwice

Wpływ nieliniowych elementów obwodu na stabilizację częstotliwości generatora samowzbudnego*)

STRESZCZENIE.

Tematem pracy jest określenie wpływu włączenia w obwód generatora samowzbudnego elementu nieliniowego (np. prostownika stykowego, lampy, cewki na rdzeniu ferromagnetycznym) na jego stabilizację częstotliwości. Przede wszystkim należało dokładnie zdefiniować i ustalić własności elementu nieliniowego: autor wprowadza podział na elementy nieliniowe rzeczywiste i zespolone, przy czym analiza wykazuje, że elementy rzeczywiste przedstawiają dla prądu zmiennego oporność o charakterze pojemności, lub indukcyjności.

Dyskusja wpływu elementów nieliniowych na stabilizację częstotliwości wykazuje, że zależnie od sposobu włączenia i kształtu charakterystyki, możliwe jest pogorszenie lub polepszenie własności generatora; niektóre układy dają wybitne polepszenie stabilizacji, co sprawdzono doświadczalnie.

Następnie stwierdzono, że stosowanie w generatorach cewek na rdzeniach proszkowych (np. Ferrocart) powoduje znaczne pogorszenie stabilizacji wskutek zmiany indukcyjności, spowodowanej przez ich nieliniowe własności, natomiast w specjalnym układzie kompensacyjnym można uzyskać idealną stałość częstotliwości, wykorzystując ich własności do celów stabilizacyjnych.

SUMMARY.

The subject of this paper is the problem, how the frequency-stabilisation of a self-excited oscillator is influenced by a non-linear element (a copper-oxide rectifier, a vacuum tube, an inductance on an iron-dust core, etc.), connected into the circuit of the oscillator. At first it was necessary to determine exactly the properties of the nonlinear element. The author divides these elements into real and imaginary. The analysis proves, that the real elements behave for an alternating current as a condenser or inductance.

The discussion on the influence of the nonlinear elements on the frequency stabilisation shows, that either improvement or deterioration can be expected, accordingly to the quality of connection and the shape of their characteristics; some circuits give a distinct improvement, what was verified by experiment. Next it was proved, that the dust-core inductancies induce a definite deterioration of the frequency stabili-

*) Artykuł niniejszy jest skrótem pracy doktorskiej, wykonanej przez autora na Wydziale Elektrycznym Politechniki Warszawskiej w r. 1946.

sation on the cause of their nonlinear properties. On the contrary it is possible to get the ideal frequency stabilisation in a special compensating circuit, using their nonlinear properties.

1. WSTĘP.

Problem stabilizacji częstotliwości generatora samowzbudnego wyłonił się wtedy, gdy z powodu rosnącej ilości nadawczych stacji radiowych wystąpiło wzajemne przeszkadzanie i uniemożliwianie odbioru, spowodowane zmianami częstotliwości stacyj, pracujących na zbliżonych częstotliwościach. Z biegiem czasu tolerancje częstotliwości, uchwalane przez kolejne zjazdy CCIR, były coraz węższe, zmuszając konstruktorów nadajników do stałego powiększania stałości częstotliwości.

Oczywiście teoria i technika generatorów nie tylko nadążała za wymaganiami, ale je znacznie wyprzedzała. Szczególnie zastosowanie stabilizacji piezoelektrycznej (oscylatory z kwarcu i turmalinu) pozwoliło na uzyskanie stałości częstotliwości, zadowalającej najsurowsze wymagania.

Stabilizacja piezoelektryczna generatorów nie rozwiązuje całkowicie problemu stabilizacji częstotliwości. Zasadniczą cechą generatora stabilizowanego płytką piezoelektryczną jest możność pracowania na jednej częstotliwości, ściśle określonej przez wymiary, sposób cięcia i materiał płytki, oraz pewne czynniki drugorzędne, jak temperaturę, stałe układu itp.

Jeżeli natomiast generator musi pokryć pewne pasmo częstotliwości w sposób ciągły, stosowanie stabilizacji piezoelektrycznej jest niemożliwe, musimy stosować generator o stabilizacji elektrycznej, którego częstotliwość dyktowana jest przez wielkości elektryczne obwodu, pojemność C, indukcyjność L i oporność R. Częstotliwość takiego generatora jest o wiele mniej stała od częstotliwości generatora piezoelektrycznego, zależy bowiem od stanu pracy lampy w stopniu o wiele większym.

Mimo to, generatory samowzbudne stosuje się i dzisiaj w bardzo wielu wypadkach, np. w prostych nadajnikach, w przyrządach pomiarowych (generatory sygnałowe, akustyczne, Q-metry itd.), a wreszcie masowo w odbiornikach superheterodynowych, jako generator miejscowy. Dlatego też problem stałości częstotliwości generatorów tego typu wcale nie stracił dotychczas na aktualności.

Istnieją dwie teorie wyjaśniające zjawiska zachodzące w generatorze: pierwsza liniowa przyjmuje, że element zasilający (np. lampa generatora) posiada charakterystykę liniową. Z prac opartych na teorii liniowej ważniejsze są prace Llewellyna [15] *), Divoire i Baudoux [4] Kusunose i Ishikava [14], Pungsa i Schulza [18]. Wnioski otrzymane z teorii liniowej, jako obarczone poważnym błędem, wynikającym z uproszczenia charakterystyki elementu pobudzającego, nie dają w wielu wypadkach wyników zgodnych z doświadczeniem.

*) Liczby w nawiasach wskazują na poszczególne prace, wyszczególnione w końcu artykułu w „Literaturze".

Zjawiska zachodzące w generatorze ujmuje o wiele dokładniej teoria nieliniowa, opracowana przez Groszkowskiego [6], [8], [9] i poparta przez prace Van der Pola [17]; uwzględnia ona nieliniowość charakterystyki elementu pobudzającego obwód (np. lampy katodowej), daje więc wyniki bardziej zbliżone do rzeczywistych, niż teoria liniowa.

Problem rozpatrywany w poniższej pracy jest ogólniejszy, a mianowicie: jak wpływa włączenie w dowolne miejsce generatora elementu o charakterystyce nieliniowej, określonej równaniem:

$$u = a_1 i + a_2 i^2 + a_3 i^3 + \ldots, \qquad (1.1)$$

na przebiegi w generatorze, a w szczególności na własności stabilizacyjne układu.

Czy problem ten ma znaczenie praktyczne?

W technice prądów słabych stosuje się cały szereg elementów o charakterystyce nieliniowej, mogących wchodzić do obwodu generatora bezpośrednio lub pośrednio, np. obwód siatka-katoda następnej lampy, prostowniki suche, transformatory i dławiki na rdzeniach ferromagnetycznych, proszkowych, lub z blachy żelaznej. Celem poniższej pracy jest wyjaśnienie, jaki jest wpływ wprowadzenia tych elementów w układ generatora na jego własności stabilizacyjne. Problem ten jest szczególnie ważny w wypadku rdzeni proszkowych, masowo stosowanych w oscylatorach nowoczesnych odbiorników superheterodynowych.

Rozpatrzenie tego problemu możliwe jest oczywiście tylko przy pomocy nieliniowej teorii generatora, podam więc najpierw w skrócie jej zasady.

2. NIELINIOWA TEORIA GENERATORA. [9].

Wyjściowym założeniem nieliniowej teorii generatora jest przyjęcie, że element pobudzający np. dynatron, może służyć wyłącznie do pokrycia strat energii obwodu drgającego, a więc do dostarczenia obwodowi pewnej mocy rzeczywistej, nie może brać udziału w oscylacjach energii urojonej, nie posiada bowiem możności magazynowania energii w formie energii pola elektrycznego lub magnetycznego. Z założenia tego wynika, że charakterystyka robocza układu pobudzającego musi być linią pojedynczą, co wyraża się równaniem:

$$\int_0 i \,.\, dv = O \text{ *)} \qquad (2.1)$$

W stanie ustalonym zarówno prąd, jak i napięcie obwodu są sumami składowymi harmonicznych:

$$v = \sum_{k=1}^{\infty} v_k = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{V}_k \,.\, \sin\left(k\omega t + \alpha_k\right) \qquad (2.2)$$

*) znak $\int_0$ oznacza całkę okrężną.

$$i = \sum_{k=1}^{\infty} i_k = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{I}_k \,.\, \sin\left(k\omega t + \beta_k\right) \qquad (2.3)$$

gdzie: $\bar{V}_k$, $\bar{I}_k$ — amplitudy napięcia i prądu harmonicznej k-rzędu, α_k, β_k — kąty przesunięcia fazowego.

Następnie wprowadzamy pojęcie współczynnika zawartości harmonicznych napięcia:

$$m_k = \frac{\bar{V}_k}{\bar{V}_1} \qquad (2.4)$$

Rozwiązanie równania (2.1) daje w wyniku równanie stanu równowagi mocy biernych prądu podstawowego i harmonicznych układu, które dla najprostszego wypadku, a mianowicie dla prostego obwodu rezonansu równoległego, pobudzanego opornością ujemną daje wzór na zmianę częstotliwości wywołaną pojawieniem się składowych harmonicznych:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_1} = -\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{\infty} \left(k^2 - 1\right) m_k^{\,2} \,. \qquad (2.5)$$

Fizyczne wytłumaczenie tego zjawiska jest następujące: jeżeli element pobudzający ma charakterystykę liniową, prądy harmoniczne nie występują, otrzymujemy dla częstotliwości ω_1 równowagę mocy biernej gałęzi pojemnościowej i indukcyjnej. Przy pojawieniu się harmonicznych, prądy te płyną głównie przez gałąź pojemnościową, zwiększając jej energię bierną, co narusza stan równowagi. Musi wtedy nastąpić obniżenie częstotliwości drgań, wskutek czego zmniejszy się prąd gałęzi pojemnościowej, zwiększy indukcyjnej, zostanie więc osiągnięty nowy stan równowagi mocy biernej.

Dla układów ze sprzężeniem zwrotnym można przeprowadzić identyczne rozumowanie, biorąc za punkt wyjścia równanie prądu emisyjnego triody:

$$i_e = i_a + i_s = f\left(v_s + \frac{1}{K}\, v_a\right) = f\left(v_e\right). \qquad (2.6)$$

Otrzymujemy warunek pracy lampy:

$$\int_0 i \,.\, d\,v_e = O\,.^{*)} \qquad (2.7)$$

Z warunku tego otrzymujemy ogólny wzór na częstotliwość generatora ze sprzężeniem zwrotnym:

$$\omega = \omega_0^{\,2} \left\{ 1 - R\sqrt{\frac{C}{L}}\, \frac{\left(K\frac{x_{s_1}}{x_{a_1}} r_{a_1} + (K+1) r_{s_1} + r_{as_1}\right.}{K x_{s_1} - x_{a_1}} + \right.$$

$$\left. + \frac{x_{a_1}^{\,3}}{K x_{s_1} - x_{a_1}} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(K+1)\, x_{sk} + x_{ask}}{x_{ak}\left(x_{sk} + x_{ask}\right)^2}\, \left(k^2 - 1\right) m_k^{\,2} \right\} \qquad (2.8)$$

W równaniu tym oznaczają:

$$\hat{Z}_{ask} = r_{ask} + j x_{ask}$$
$$\hat{Z}_{sk} = r_{sk} + j x_{sk}$$
$$\hat{Z}_{ak} = r_{ak} + j x_{ak}$$
$$R = r_{ask} + r_{sk} + r_{ak}$$

Trzeci wyraz równania (2.8) wyraża zależność częstotliwości generatora ze sprzężeniem zwrotnym od zawartości harmonicznych, zależy ona od stanu równowagi mocy biernej, przy czym jednak prawa rządzące tą równowagą są o wiele bardziej skomplikowane, niż dla układu z opornością ujemną.

3. CHARAKTERYSTYKA ELEMENTU NIELINIOWEGO.

Wszechstronne rozpatrzenie tematu wymaga przede wszystkim dokładnego zdefiniowania elementu nieliniowego i ustalenia jego charakterystycznych własności.

Elementem nieliniowym nazywamy element, na którym spadek napięcia wywołany przepływem prądu nie jest liniową funkcją wielkości tego prądu.

Elementy nieliniowe można podzielić na dwie grupy, różniące się wieloma własnościami:

a. Elementy nieliniowe rzeczywiste są to układy nie posiadające charakteru ani pojemności, ani indukcyjności, nie mogące więc wytwarzać ani pola elektrycznego, ani magnetycznego i gromadzić w ten sposób energii elektrycznej. Dalszym zastrzeżeniem będzie to, że przebiegi w nich nie podlegają opóźnieniu, j. np. procesy jonizacyjne w gazach, i nie wytwarzają wskutek tego charakterystyki w kształcie zamkniętej pętli przy prądzie zmiennym. Element nieliniowy rzeczywisty może być jednoznacznie określony charakterystyką statyczną, którą możemy wyrazić np. szeregiem potęgowym:

$$u = a_1 \,.\, i + a_2\, i^2 + a_3\, i^3 + \ldots$$

gdzie spółczynniki potęgowe a_1, a_2, a_3... są dowolnymi liczbami rzeczywistymi.

Do elementów nieliniowych rzeczywistych możemy zaliczyć (przy niezbyt wielkich częstotliwościach) np. detektory kryształkowe, prostowniki suche, stykowe (o dostatecznie małej pojemności własnej), lampy elektronowe itp.

b. Elementy nieliniowe zespolone są to układy mające zdecydowany charakter indukcyjności lub pojemności, np. cewka indukcyjna, której pole magnetyczne zamyka się całkowicie lub częściowo przez materiał o nieliniowej charakterystyce magnetycznej np. materiał ferromagnetyczny, lub kondensator z dielektrykiem o charakterze nieliniowym np. elektrolitem. Również elementy, których charakterystyka przy przepływie prądu zmiennego tworzy zamkniętą pętlę wskutek opóźnienia przebiegów typu jonowego (lampy napełnione gazem), czy nawet przy bardzo wysokich częstotliwościach przebiegów elektronowych (lam-

*) znak $\int_0$ oznacza całkę okrężną.

py katodowe próżniowe), stanowią elementy nieliniowe zespolone.

Do zespolonych elementów nieliniowych możemy zaliczyć cewki i transformatory z rdzeniami ferromagnetycznymi (żelaznymi i proszkowymi), kondensatory elektrolityczne, prostowniki suche o dużej pojemności, lampy gazowane i łukowe itp.

31. Własności rzeczywistego elementu nieliniowego. Rozpatrzmy rzeczywisty element nieliniowy o charakterystyce wyrażonej równaniem:

$$u = a_1 i + a_2 i^2 a_3 i^3 + \dots, \qquad (31.1)$$

przez który przepływa prąd zmienny będący sumą prądu o częstotliwości podstawowej ω i harmonicznych $K \cdot \omega$ o równaniu:

$$i = \bar{I}_1 \cos \omega t + \bar{I}_2 \cos (2 \omega t + \varphi_2) + \bar{I}_3 \cos (3 \omega t + \varphi_3) + \dots \qquad (31.2)$$

Obliczamy napięcie na elemencie nieliniowym podstawiając wartość prądu (31.2) do równania (31.1):

$$u = a_1 [\bar{I}_1 \cos \omega t + \bar{I}_2 \cos (2\omega t + \varphi_2) + \bar{I}_3 \cos (3 \omega t + \varphi_3) + \dots] + a_2 [\bar{I}_1 \cos \omega t + \bar{I}_2 \cos (2\omega t + \varphi_2) + \bar{I}_3 \cos (3\omega t + \varphi_3) + \dots]^2 + a_3 [\bar{I}_1 \cos \omega t + \bar{I}_2 \cos (2\omega t + \varphi_2 + \bar{I}_3 \cos (3\omega t + \varphi_3) + \dots]^3 + \dots \qquad (31.3)$$

Wykonawszy działania trygonometryczne, możemy uporządkować wyrazy i przedstawić równanie napięcia (opuszczamy składową stałą) w formie zespolonej:

$$U = \sum_1^{\infty} [a_{m_1} a_{n_1} a_{p_1} \dots \bar{I}_{m_1} \bar{I}_{n_1} \bar{I}_{p_1} \dots] e^{j(\omega t + \Phi'_1)} + \sum_1^{\infty} [a_{m_2} \cdot a_{n_2} \cdot a_{p_2} \dots \bar{I}_{m_2} \bar{I}_{n_2} \bar{I}_{p_2} \dots] e^{j(2\omega t + \Phi'_2)} + \sum_1^{\infty} [a_{m_3} \cdot a_{n_3} \cdot a_{p_3} \dots \bar{I}_{m_3} \cdot \bar{I}_{n_3} \cdot \bar{I}_{p_3} \dots] e^{j(3t\omega + \Phi'_3)} + \dots$$

$$= \bar{U}_1 e^{j(\omega t + \Phi'_1)} + \bar{U}_2 e^{j(2\omega t + \Phi'_2)} + \bar{U}_3 e^{j(3\omega t + \Phi'_3)} + \dots \qquad (31.4)$$

Obliczamy teraz, jaką oporność zespoloną przedstawia element nieliniowy dla poszczególnych składowych harmonicznych prądu.

$$\hat{Z}_1 = \frac{\hat{U}_1}{\bar{I}_1} = \frac{\sum_1^{\infty} [a_{m_1} . a_{n_1} . a_p \dots \bar{I}_{m_1} \bar{I}_{n_1} \bar{I}_p \dots] e^{j(\omega t + \Phi'_1)}}{\bar{I}_1 e^{j(\omega t + \pi/2)}} = Z_1 e^{j\Phi_1} = r_1 + j x_1 =$$

$$f_1 (a_{m_1} a_{n_1} a_{p_1} \dots \bar{I}_{m_1} \bar{I}_{n_1} \bar{I}_p \dots \varphi_{m_1} \varphi_{n_1} \varphi_p \dots) \qquad (31.5)$$

podobnie:

$$\hat{Z}_k = Z_k e^{j\Phi_k} = r_k + j x_k = f_k (a_{mk} a_{nk} a_{pk} \dots \bar{I}_{mk} \bar{I}_{nk} \bar{I}_{pk} \dots \varphi_{mk} \varphi_{nk} \varphi_{pk} \dots) \qquad (31.6)$$

Z powyższych rozważań wynika:

a) Element nieliniowy rzeczywisty przedstawia dla każdej składowej prądu zmiennego oporność zespoloną, mimo że element nie ma ani charakteru pojemności, ani indukcyjności.

Fizyczne wyjaśnienie tego zjawiska jest następujące: jeżeli rozpatrujemy przepływ prądu zmiennego przez pojemność, otrzymujemy równania napięcia i prądu:

$$u_c = U_c \sin \omega t$$

$$i_c = C\omega U_c \cos \omega t$$

Iloraz napięcia i prądu daje wielkość oporności, biorąc iloraz chwilowych wartości napięcia i prądu otrzymujemy:

$$r_c = \frac{u_c}{i_c} = \frac{U_c \sin \omega t}{C\omega U_c \cos \omega t} = \frac{1}{\omega C} . t_g \, \omega t = R_c \, tg \, \omega t$$

Pojemność możemy więc zastąpić periodycznie zmienną opornością, odwrotnie zaś nieliniowa oporność, której wartość zmienia się w funkcji przepływającego (periodycznego) prądu, może mieć charakter pojemności, lub indukcyjności.

b) Wielkość oporności dla danej harmonicznej, i jej kąt fazowy jest skomplikowaną funkcją kształtu charakterystyki elementu nieliniowego, oraz wielkości i kształtu prądu (amplitud i faz wszystkich składowych harmonicznych prądu).

32. Własności zespolonego elementu nieliniowego. Zespolony element nieliniowy jest to element o charakterze indukcyjności lub pojemności, o nieliniowej zależności między polem magnetycznym lub elektrycznym, a czynnikiem wytwarzającym pole.

Weźmy dla przykładu cewkę indukcyjną osadzoną na rdzeniu o nieliniowych własnościach magnetycznych, np. z materiału ferromagnetycznego. Przy przepływie prądu elektrycznego przez uzwojenie cewki, powstanie strumień magnetyczny, będący nieliniową funkcją prądu:

$$\Phi = i \, . \, f(i)$$

Przy przepływie prądu zmiennego przez cewkę, w cewce wytworzy się SEM samoindukcji wyrażona wzorem:

$$E = - z \frac{d\Phi}{dt} = - z \frac{d}{dt} (i \, . \, f(i)) = - z \left[f(i) \frac{di}{dt} + \frac{d}{dt} (f(i)) \, . \, i \right]$$

Jeżeli porównamy to równanie z równaniem stosowanym normalnie dla elementów liniowych:

$$E = -L \frac{di}{dt}$$

wówczas możemy stwierdzić, że:

a) w wypadku nieliniowego elementu indukcyjnego nie można stosować pojęcia indukcyjności własnej, jako wielkości stałej.

b) dla prądu o określonej wielkości i kształcie możnaby wprowadzić pojęcie pewnej „skutecznej" indukcyjności własnej, będącej funkcją wielkości prądu.

Praktycznie tego rodzaju zagadnienie spotykamy przy obliczaniu dławików i transformatorów z rdzeniem żelaznym, np. w urządzeniach częstotliwości akustycznej, lub w filtrach, gdzie wprowadza się pojęcie dynamicznej przenikalności żelaza, będącej funkcją składowej stałej i zmiennej natężenia pola magnetycznego, co daje możność obliczenia skutecznej indukcyjności własnej dla danych warunków pracy.

Podobne rozumowanie można przeprowadzić dla nieliniowej pojemności, z dielektrykiem nieliniowym np. elektrolitem, lub w wypadku prostownika suchego dla kierunku wstecznego.

Zakładając, że pojemność jest funkcją przyłożonego napięcia, możemy napisać równanie:

$$\frac{Q}{u} = f_1(u) \qquad (32.1)$$

stąd:

$$Q = u \cdot f_1(u) \, .$$

Różniczkując to równanie względem czasu otrzymamy równanie przebiegów przy prądzie zmiennym:

$$i = \frac{dQ}{dt} = f_1(u) \frac{du}{dt} + f_1'(u) \cdot u \, . \qquad (32.2)$$

Porównując to równanie z normalnie stosowanym dla elementu liniowego

$$i = C \frac{du}{dt}$$

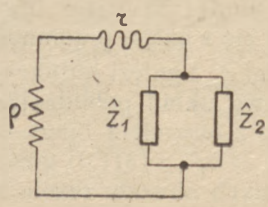
dochodzimy do wniosków identycznych, jak przy rozpatrywaniu przebiegów w nieliniowych elementach indukcyjnych.

Przy rozpatrywaniu przepływu prądu zmiennego przez nieliniowe elementy zespolone, nie można więc operować pojęciem określonej oporności zespolonej; w pierwszym przybliżeniu można posługiwać się pojęciem pewnej skutecznej wartości oporności zespolonej, będącej jednak funkcją wielkości i kształtu przepływającego prądu (względnie przyłożonego napięcia).

4. WPŁYW WPROWADZENIA NIELINIOWEGO ELEMENTU DO GENERATORA.

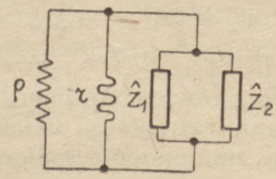
41. Układ z opornością ujemną. Aby wszechstronnie rozważyć wpływ wprowadzenia nieliniowego elementu do układu generatora, składającego się z układu pobudzającego i obwodu rezonansowego, należy rozpatrzyć wszystkie możliwe sposoby włączenia tego elementu, a więc:

a) element nieliniowy włączony w szereg z obwodem i układem pobudzającym (rys. 1),



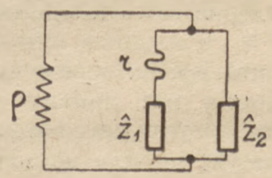
Rys. 1. Włączenie elementu nieliniowego w szereg z obwodem rezonansowym.

b) element nieliniowy włączony równolegle do obwodu i układu pobudzającego (rys. 2),



Rys. 2. Włączenie elementu nieliniowego równolegle do obwodu rezonansowego.

c) element nieliniowy włączony w obwód rezonansowy, a więc w gałąź pojemnościową, albo indukcyjną (rys. 3).



Rys. 3. Włączenie elementu nieliniowego w obwód rezonansowy.

Ponieważ w poprzednim rozdziale udowodniliśmy, że każdy element nieliniowy przedstawia pewną oporność zespoloną, a więc i pewną oporność rzeczywistą, włączenie elementu nieliniowego da, oprócz zmiany prądów harmonicznych, również i zwiększenie tłumienia obwodu. Zmiana własności stabilizacyjnych generatora spowodowana będzie przez dwa czynniki: zmianę rozpływu i zawartości harmonicznych układu, oraz przez zwiększenie tłumienia. Przy dokładnej analizie zjawisk należy mieć możność oddzielenia tych dwóch czynników; najprostszą drogą będzie tu określenie wpływu samego zwiększenia tłumienia, co można osiągnąć, rozpatrując wpływ włączenia, oporności liniowej; bez trudności można również sprawdzić wyniki doświadczalnie. Porównując zmianę własności stabilizacyjnych obwodu, spowodowaną włączeniem elementu nieliniowego i oporności liniowej, możemy łatwo określić wpływ tych dwóch czynników.

411. Oporność liniowa włączona szeregowo z obwodem. Zakładamy charakterystykę nieliniowego układu pobudzającego (oporności ujemnej), wyrażoną równaniem:

$$u_1 = -a_1 i + a_2 i^2 + a_3 i^3 + a_4 i^4 + \ldots, \quad (411.1)$$

gdzie $a_1 > O$.

Układ ten pobudza do drgań obwód rezonansowy, składający się z gałęzi pojemnościowej o oporności zespolonej $\bar{Z}_1$ i gałęzi indukcyjnej $\bar{Z}_2$, straty obwodu pokrywa układ pobudzający. Włączamy teraz w szereg z obwodem oporność liniową R_1, o równaniu $u_2 = a_1' . i$ (411.2) gdzie $a_1' = R_1$, nie zmieniając stałych obwodu rezonansowego. Tworzymy nowy, zastępczy element pobudzający złożony z połączonych szeregowo nieliniowej oporności ujemnej i oporności R_1, o charakterystyce będącej sumą charakterystyk obu składowych (411.1) i (411.2).

$$u = u_1 + u_2 = (a_1' - a_1)\, i + a_2 . i^2 + a_3 i^3 + a_4 i^4 + \ldots \quad (411.3)$$

W porównaniu z równaniem oporności ujemnej (411.1) równanie zastępczego układu pobudzającego wykazuje zmniejszenie spółczynnika pierwszej potęgi, wskutek czego otrzymujemy zmniejszenie oporności ujemnej elementu pobudzającego, a więc układ mogący pobudzić obwód o mniejszej oporności rezonansowej np. obwód o mniejszej dobroci (większym tłumieniu), lub większej pojemności.

Drugim zagadnieniem jest, jak wpływa włączenie oporności R_1 na zawartość harmonicznych na obwodzie.

Wskutek zmniejszenia spółczynnika pierwszej potęgi i pozostania bez zmiany spółczynników wyższych potęg otrzymujemy bardziej zakrzywioną charakterystykę nowego układu pobudzającego. Ponieważ amplituda drgań zmaleje tylko nieznacznie, co można udowodnić graficznie, nastąpi znaczne zwiększenie zawartości harmonicznych. Jest to wynikiem oddalania się od granicy samowzbudzenia, czyli przechodzeniem w stan bardziej „przewzbudzony".

Należy jeszcze wyjaśnić wpływ włączenia szeregowej oporności liniowej na własności stabilizacyjne układu. We wzorze (2.5) wzrosną spółczynniki harmoniczne m_k, a więc stabilizacja przy niezmienionych stałych obwodu rezonansowego ulegnie pogorszeniu, proporcjonalnie do wzrostu m_k^2, a zatem bardzo znacznie. Jeżeli więc włączamy szeregową oporność R_1, nie zmieniając stałych obwodu, otrzymujemy pogorszenie stabilizacji częstotliwości. Ponieważ jednak równocześnie dostajemy zmniejszenie oporności ujemnej układu zasilającego, możemy zastosować obwód o mniejszej oporności rezonansowej, np. zwiększając pojemność obwodu, i tą drogą próbować uzyskać polepszenie stabilizacji, mimo zwiększenia zastępczego układu pobudzającego.

412. Element nieliniowy rzeczywisty w szereg z obwodem. W szereg z układem pobudzającym o charakterystyce wyrażonej równaniem (411.1) włączamy element nieliniowy o charakterystyce

$$u_3 = a_1'' i + a_2'' i^2 + a_3'' i^3 + a_4'' i^4 + \ldots \quad (412.1)$$

Tworzymy zastępczy element pobudzający złożony z szeregowo połączonej nieliniowej oporności ujemnej i oporności nieliniowej, o równaniu będącym sumą charakterystyk składowych: (411.1) i (412.1):

$$u = u_1 + u_3 = (a_1'' - a_1)\, i + (a_2'' + a_2)\, i^2 + (a_3'' + a_3)\, i^3 + \ldots \quad (412.2)$$

W porównaniu z charakterystyką oporności ujemnej otrzymaliśmy:

a) zmniejszenie spółczynnika potęgi pierwszej, a więc zmniejszenie oporności ujemnej, co jest spowodowane przez składową rzeczywistą oporności elementu nieliniowego. Skutki tego są identyczne jak w wypadku 411.

b) wielkość składowych harmonicznych zależy od wielkości i znaków odpowiednich spółczynników potęgowych obu charakterystyk składowych, zmaleje albo wzrośnie, zależnie od tego, czy znaki spółczynników potęgowych są różne, czy równe, otrzymamy wtedy albo linearyzację, albo powiększenie zakrzywienia charakterystyki wypadkowej.

W szczególnym wypadku, gdy spółczynniki odpowiednich potęg są równe co do wielkości, a odwrotnych znaków otrzymamy całkowicie liniową charakterystykę układu pobudzającego, a więc pracę bez harmonicznych, czyli uniezależnienie częstotliwości generatora od stanu pracy układu pobudzającego. Jest to wypadek dający teoretycznie możliwość idealnej stabilizacji generatora, praktycznie jednak niemożliwy do osiągnięcia ze względu na konieczność dokładnej kompensacji nieliniowości obu elementów składowych.

413. Oporność liniowa włączona równolegle do obwodu. Rozpatrywanie tego wypadku będzie znacznie uproszczone, jeżeli będziemy operować pojęciem przewodności, a nie oporności, będziemy więc mówić o przewodności ujemnej układu pobudzającego. Załóżmy, że element o nieliniowej przewodności ujemnej ma charakterystykę wyrażoną równaniem:

$$i_1 = -b_1 u + b_2 u^2 + b_3 u^3 + b_4 u^4 + \ldots, \quad (413.1)$$

gdzie $b_1 > O$.

Element ten zasila obwód rezonansowy prądem o pewnej zwartości harmonicznych, stąd możemy własności stabilizacyjne określić wzorem (2.5).

Włączamy równolegle do obwodu oporność rzeczywistą, liniową R_2, określoną równaniem:

$i_2 = b_1' . u$, gdzie $b_1' = \dfrac{1}{R_2}$ = przewodność

Tworzymy układ zastępczy równoległego połączenia elementu pobudzającego i oporności liniowej, charakterystyka jego będzie sumą obu charakterystyk, wyrazi się więc wzorem:

$$i = i_1 + i_2 = (b^{1\prime} - b_1)\, u + b_2 \,.\, u^2 + b_3 u^3 + + b_4 u^4 + \ldots \qquad (413.2)$$

W porównaniu z równaniem charakterystyki nieliniowej oporności ujemnej otrzymujemy:

a) zmniejszenie ujemnego spółczynnika pierwszej potęgi, czyli zmniejszenie przewodności ujemnej, tzn. zwiększenie oporności ujemnej elementu pobudzającego.

Skutkiem zwiększenia oporności układu pobudzającego, stan pracy generatora zbliża się do granicy samowzbudzenia, włączenie oporności równoległej spowoduje więc zmniejszenie amplitudy drgań układu.

b) wskutek zmniejszenia spółczynnika potęgi pierwszej i pozostania bez zmiany spółczynników wyższych potęg — otrzymujemy charakterystykę bardziej nieliniową.

Włączenie oporności liniowej równolegle do nieliniowej oporności ujemnej daje więc zwiększenie nieliniowości charakterystyki, tak samo jak włączenie szeregowe oporności liniowej. Wynika z tego zasada ogólna:

Włączenie oporności liniowej równolegle, lub szeregowo z nieliniową opornością ujemną daje nie linearyzację charakterystyki, lecz zwiększenie jej zakrzywienia.

Pozostaje jeszcze do omówienia zmiana własności stabilizacyjnych układu spodowana przez włączenie oporności równoległej R_2. Wskutek zbliżenia do granicy samowzbudzenia zmniejszy się znacznie amplituda drgań układu, otrzymamy zmniejszenie spółczynników zawartości harmonicznych m_k, mimo zwiększenia zakrzywienia charakterystyki, gdyż harmoniczne zmaleją z odpowiednią potęgą amplitudy, a składowa podstawowa tylko liniowo. Wynikiem tego może być polepszenie stabilizacji częstotliwości, co wynika z wzoru (2.5). Włączenie oporności równoległej nie daje więc wprawdzie linearyzacji charakterystyki, ale wskutek zbliżenia do granicy samowzbudzenia można otrzymać zmniejszenia zawartości harmonicznych, co w rezultacie daje polepszenie stabilizacji częstotliwości.

414. Element nieliniowy rzeczywisty równolegle do obwodu. Równolegle do układu pobudzającego o nieliniowej przewodności ujemnej, określonej równaniem (413.1) włączamy element nieliniowy o charakterystyce:

$$i_3 = b_1'' u + b_2'' u^2 + b_3'' u^3 + b_4'' u^4 + \ldots \qquad (414.1)$$

Tworzymy z dwóch wyżej wymienionych układów zastępczy element pobudzający, którego charakterystyka jest sumą dwóch składowych charakterystyk o równaniu:

$$i = i_1 + i_3 = (b_1'' - b_1)\, u + (b_2'' + b_2)\, u^2 + + (b_3'' + b_3)\, u^3 + \ldots \qquad (414.2)$$

Porównując to równanie z równaniem charakterystyki przewodności ujemnej stwierdzamy, że przez włączenie nieliniowego elementu równolegle do obwodu otrzymujemy:

a) zmniejszenie ujemnej przewodności, podobnie jak w wypadku 413,

b) wielkość składowych harmonicznych ulegnie zmianie zależnie od wielkości i znaków odpowiadających sobie spółczynników potęgowych obu składowych charakterystyk, podobnie jak w 412.

415. Wpływ tłumienia obwodu na stabilizację częstotliwości generatora. Stosowany normalnie wzór podający zależność zmian częstotliwości od zawartości harmonicznych:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_1} = -\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{\infty} (k^2 - 1)\, m_k^2 \qquad (415.1)$$

jest wzorem uproszczonym, nie uwzględniającym tłumienia obwodu, będącego czynnikiem drugorzędnym dla stabilizacji obwodu. Ponieważ jednak w naszym wypadku zależy na uwzględnieniu wpływu tłumienia obwodu na stabilizację generatora, wyprowadzimy wzór dokładniejszy:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_1} = -\frac{1}{2} (1 + \delta_r)^2 \sum_{k=2}^{\infty} [k^2 (1 - 2\delta_s^{\,2}) - 1]\, m_k^2 \qquad (415.2)$$

Z wzoru tego wynika, że (przy stałej zawartości harmonicznych na obwodzie) zależność stabilizacji częstotliwości generatora od tłumienia obwodu jest bardzo mała (normalnie $\delta_r^{\,2} << 1, \delta_s^{\,2} << 1$, przyczym zwiększenie tłumienia gałęzi pojemnościowej polepsza stabilizację, w gałęzi indukcyjnej pogarsza, oczywiście tylko w niewielkim stopniu.

416. Element nieliniowy włączony w obwód rezonansowy. Włączenie elementu nieliniowego w obwód rezonansowy generatora wpłynie na jego własności stabilizacji częstotliwości przez:

a) wzrost tłumienia, spowodowany przez składową rzeczywistą elementu nieliniowego.

b) jego własności nieliniowe.

Wpływ wzrostu tłumienia, omówiony w poprzednim rozdziale, jest nieznaczny. Natomiast własności nieliniowe mogą wywołać efekty bardzo znaczne, i to w różnych kierunkach. Jak to udowodniliśmy poprzednio, element nieliniowy przedstawia dla przepływającego prądu zmiennego oporność zespoloną, będącą bardzo skomplikowaną funkcją kształtu charakterystyki, oraz wielkości i kształtu przepływającego prądu. Włączenie elementu nieliniowego w jedną z gałęzi obwodu rezonansowego zmieni rozpływ prądu częstotliwości podstawowej i prądów harmonicznych w obu gałęziach obwodu i w elemencie pobudzającym. Zmiana warunków zasilania obwodu, np. zmiana charakterystyki układu pobudzającego musi wywołać taką zmianę częstotliwości, by powstała znowu równowaga mocy biernej — zmia-

na ta musi być tym większa, im większa jest nierównomierność rozpływu prądów harmonicznych między gałąź indukcyjną i pojemnościową. Polepszenie stabilizacji otrzymamy albo zwiększając wielkość prądów harmonicznych w gałęzi indukcyjnej, albo zmniejszając ją w gałęzi pojemnościowej.

42. *Układ ze sprzężeniem zwrotnym.* Analiza przebiegów w układzie ze sprzężeniem zwrotnym jest o wiele bardziej skomplikowana, niż w wypadku układu z opornością ujemną. Ogólne równanie stanu równowagi takiego układu jest:

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \left[\left(\frac{\widehat{Z}_{sk}}{\widehat{Z}_{sk} + \widehat{Z}_{osk}} + \frac{1}{K} \right) \widehat{V}_{ok} \right] \left[\frac{1}{\widehat{Z}_{ok}} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\widehat{Z}_{sk} + \widehat{Z}_{osk}} \right] \widehat{V}_{ok} \Big|^{\mathrm{nr.}} = O \qquad (42)$$

Jeżeli obwód składa się z elementów liniowych, otrzymamy częstotliwość drgań generatora wyrażoną równaniem (2.8). Jeżeli jedna z gałęzi obwodu posiada charakter nieliniowy, rozważania komplikują się bardzo znacznie, udowodniliśmy bowiem poprzednio, że element nieliniowy przedstawia dla prądu zmiennego oporność zespoloną, będącą skomplikowaną funkcją kształtu charakterystyki, oraz wielkości i kształtu prądu przez niego przepływającego. Komplikuje to do tego stopnia analizę przebiegów, że uzyskanie jasnej odpowiedzi na zapytanie, jaki jest wpływ elementu nieliniowego włączonego w obwód generatora na jego stabilizację, staje się niemożliwe.

Rozpatrując tę sprawę z fizycznego punktu widzenia należy stwierdzić, że w porównaniu z wypadkiem generatora o oporności ujemnej, gdzie o równowadze układu decyduje wyłącznie równowaga mocy biernej obwodu rezonansowego, tutaj mamy przebiegi bardziej skomplikowane: równowagę układu określa również wielkość sprzężenia zwrotnego (wyraz $\frac{\widehat{Z}_{sk}}{\widehat{Z}_{sk} + \widehat{Z}_{osk}}$ we wzorze (42)) i nie tylko jego wartość dla częstotliwości podstawowej, lecz i dla harmonicznych. Dlatego też duży wpływ na stabilizację częstotliwości ma gałąź sprzężenia zwrotnego.

Jeżeli włączymy w obwód element nieliniowy, wówczas działanie jego może zmienić nie tylko równowagę mocy biernej układu, ale przy włączeniu w gałąź sprzężenia zwrotnego, również i spółczynnik sprzężenia zwrotnego — szczególnie dla wyższych harmonicznych — wpłynie to na zmianę własności stabilizacyjnych generatora. Należy się więc spodziewać, że wpływ włączenia elementu nieliniowego będzie szczególnie wielki przy włączeniu w gałąź sprzężenia zwrotnego.

5. UKŁADY POMIAROWE.

51. *Analiza błędów pomiarowych.* Wykonanie pomiarów sprawdzających rezultaty rozważań teoretycznych nastręczało cały szereg trudności. Należało bowiem wyeliminować wpływ całego szeregu czynników mogących zmienić częstotliwość generatora, aby uzyskać obraz wpływu elementów nieliniowych obwodu na stabilizację częstotliwości. Warunki pomiarów dobierano tak, by wpływ wszystkich pobocznych czynników był możliwie do pominięcia. Należało brać pod uwagę następujące czynniki:

a) Wpływy mechaniczne — a więc zmiany wielkości elektrycznych spowodowane odkształceniem mechanicznym (siły zewnętrzne, wstrząsy). Przez staranne wykonanie układu pomiarowego można wpływ tego czynnika zupełnie wyeliminować.

b) Wpływ temperatury i wilgotności powietrza — daje zmiany wielkości elektrycznych układu. Szybkość tych zmian jest duża w okresie nagrzewania, po pewnym czasie zmiany zachodzą tak powoli, że nie przeszkadzają w pomiarach, należy tylko stale kontrolować, czy nie zmienia się w czasie pomiarów podstawowa częstotliwość układu.

c) Wpływ zmian rozkładu pola elektrycznego i magnetycznego, oraz naświetlenia lampy [18] można wyeliminować przez ekranowanie i osłonięcie układu pomiarowego i lampy generatora badanego.

d) Wpływ pojemności międzyelektrodowych lampy. Z badań Bella [1], Steimela i Zickermanna [20], Kettla [13], Moullina [16], Jorwertha [12] wynika, że pojemności międzyelektrodowe lamp elektronowych zmieniają się znacznie przy zmianach napięć zasilających, wskutek zmian rozkładu ładunku przestrzennego. Wielkość tych zmian waha się od ułamków pF do kilku pF, może więc dać znaczne zmiany częstotliwości generatora samowzbudnego. Warunki pomiaru należy dobrać tak, by można było z całą pewnością stwierdzić, że wpływ zmian pojemności lampy jest do pominięcia wobec wpływu czynników badanych. Jeżeli np. damy bardzo dużą pojemność obwodu, wielokrotnie większą od pojemności lampy, wpływ zmian tej wielkości może być bardzo mały. Z warunku tego wynika konieczność przeprowadzenia pomiarów przy niskich częstotliwościach, umożliwiających stosowanie obwodu rezonansowego o pojemności rzędu kilkudziesięciu tysięcy pF, co daje wystarczające zmniejszenie wpływu zmian pojemności lampy. Dlatego część pomiarów wykonano na częstotliwości 3000 c/s umożliwiającej spełnienie powyższego warunku.

52. *Dobór elementów nieliniowych.* Należało zdecydować, które elementy nieliniowe należy zastosować przy badaniach wpływu na stabilizację generatora, przy czym wymagano:

a) możliwie stałej, niezmiennej w czasie charakterystyki,

b) możliwie małej, a w każdym razie niezmiennej pojemności własnej.

Warunek pierwszy dyskwalifikował wszelkie prostowniki kryształkowe, których charakterystyka zależy od miejsca styku, siły nacisku itp.

Również i lampy katodowe, których pojemności międzyelektrodowe są zależne od rozkładu ładunku przestrzennego, były do tego celu niewskazane.

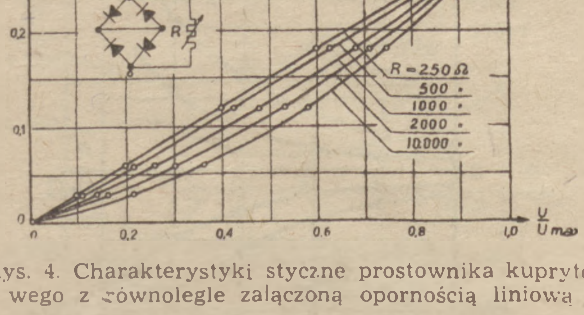
Natomiast prostowniki suche mają własności pozwalające na użycie ich do badań. Pojemność ich jest dla kierunku przepuszczania prądu mała w stosunku do oporności, a stosując płytki prostownicze o małej powierzchni można ich pojemność znacznie zmniejszyć, tak że można je uważać za rzeczywiste elementy nieliniowe.

Do badań użyto prostowników kuprytowych Westinghouse 5 i 10 mA, typu stosowanego w przyrządach pomiarowych na prąd zmienny.

Ze względu na konieczność zbadania wpływu kształtu charakterystyki elementu nieliniowego na przebiegi w generatorze, potrzebne były elementy nieliniowe, o zmiennym w sposób ciągły kształcie charakterystyki. Uzyskiwano to, łącząc szeregowo lub równolegle do prostowników oporność liniową, regulowaną w sposób ciągły, co powoduje zmianę kształtu charakterystyki, np. przy równoległym połączeniu, im mniejsza jest oporność, tym mniej zakrzywiona jest charakterystyka (rys. 4).

Cewki i transformatory na rdzeniach ferromagnetycznych są elementami nieliniowymi zespolonymi, których własności omówiono ogólnie w rozdziale 32. Jeżeli chodzi o rdzenie z blachy transformatorowej, ich własności nieliniowe i związana z tym zmiana indukcyjności cewek w funkcji składowej stałej i zmiennej prądu, są sprawami ogólnie znanymi. Jak przedstawia się to zagadnienie dla cewek proszkowych?

Własności nieliniowe rdzeni proszkowych badane były przez Faulhabera [5], z badań tych wynika, że wykazują one silną 2 i 3 harmoniczną, i że własności nieliniowe zachowują one również przy wysokiej częstotliwości. Z rozważań



Rys. 4. Charakterystyki styczne prostownika kuprytowego z równolegle załączoną opornością liniową

teoretycznych wynika, że zespolony element nieliniowy posiada oporność zespoloną (indukcyjność) będącą funkcją wielkości prądu. Badania Faulhabera potwierdzają ten wniosek w wypadku cewek na rdzeniach proszkowych: zmiany natężenia składowej zmiennej lub stałej prądu cewki, powoduje zmiany indukcyjności dochodzące do 1—1.5‰ a więc bardzo znaczne. Zmiana własności stabilizacyjnych generatora przy włączeniu do obwodu cewki na rdzeniu proszkowym spowodowana jest przez dwa czynniki:

a) zmianę rozpływu prądów harmonicznych, —

b) zmienność indukcyjności cewki przy każdej zmianie wielkości prądu przez nią płynącego.

Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że wpływ zmiany indukcyjności przeważa nad zmianą rozpływu harmonicznych.

53. *Wybór źródła oporności ujemnej.* Stosowany normalnie jako źródło oporności ujemnej dynatron ma poważną wadę, a mianowicie dużą wartość oporności ujemnej, rzędu kilkudziesięciu tysięcy omów. Wymaga to stosowania bardzo dobrych obwodów rezonansowych, gdyż ich oporność rezonansowa musi być większa od oporności ujemnej dynatronu:

$$R_{obw} > |\rho|$$

Ponieważ pomiary wymagały wprowadzenia do obwodu elementów nieliniowych o dużej oporności rzeczywistej, co znacznie pogarszało jego dobroć, obniżało jego oporność rezonansową, należało wybrać źródło o możliwie małej oporności ujemnej. Nadaje się do tego dobrze tzw. transitron, układ podany przez Herolda [11] i Brunettiego [2] i [3]. Oporność ujemna transitronu ma bardzo niską wartość, rzędu 3—4000 Ω, pozwala więc na stosowanie obwodów rezonansowych silnie tłumionych, o małej oporności rezonansowej.

54. *Układ pomiarowy przy częstotliwości akustycznej.* Wszystkie pomiary sprawdzające prawdziwość teoretycznych rozważań nad wpływem elementu nieliniowego wprowadzonego w obwód generatora samowzbudnego przeprowadzono na częstotliwości akustycznej 3000 c/s, gdyż pozwoliło to na stosunkowo łatwe wyeliminowanie innych czynników, mających wpływ na częstotliwość. Pomiary wykonano na generatorze w układzie transitronowym, stosując pentodę RCA 57. Pomiar częstotliwości generatora przeprowadzano w następujący sposób: napięcie zmienne wytworzone w generatorze dawano przez wzmacniacz na poziomą parę płytek odchylających oscylografu katodowego, zaś na jego pionową parę płytek dawano napięcie pochodzące z generatora wzorcowego, kamertonowego, o częstotliwości 1000 c/s.

Układ taki pozwala na łatwy i szybki pomiar częstotliwości przez obserwację krzywych Lissajous powstających na ekranie. Jeżeli stosunek obu częstotliwości wynosi dokładnie 1 : 3 otrzymuje się nieruchomą krzywą, przy drobnych odchyleniach obraca się ona powoli, tak że można zmierzyć szybkość obrotu i stąd obliczyć mierzoną częstotliwość. Natomiast przy większych odchyleniach od stosunku 1 : 3 obrót następuje tak

szybko, że nie można zmierzyć jego szybkości. Ponieważ w czasie pomiarów przeważnie zachodził ten wypadek, stosowano inną metodę pomiaru: po każdej zmianie warunków pracy układu zmieniano pojemność obwodu rezonansowego tak, by wrócić do początkowej częstotliwości 3000 c/s. Zmiana pojemności ΔC potrzebna do powrotu do normalnej częstotliwości jest w przybliżeniu [10] proporcjonalna do zmiany częstotliwości:

$$\frac{\Delta f}{f_0} \simeq \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C_0}$$

Własności stabilizacji częstotliwości badanych układów w różnych warunkach pracy porównywano, mierząc zmianę częstotliwości generatora (względnie odpowiadającą jej zmianę pojemności obwodu):

a) przy zmianie napięca ekranu o $\pm$ 10 i 20%

b) przy zmianie napięcia żarzenia lampy generatora o $\pm$ 10 i 20%.

55. *Układ pomiarowy przy wysokiej częstotliwości.* Badanie zachowania się generatorów samowzbudnych przy użyciu w obwodzie rezonansowym cewek na rdzeniach proszkowych, wykonano przy wysokiej częstotliwości, a mianowicie przy 650 kc/s. Poza tym pomiary wykonano nie na generatorze pracującym na zasadzie oporności ujemnej, lecz na generatorze ze sprzężeniem zwrotnym, chodziło bowiem o uzyskanie warunków pracy zbliżonych do warunków pracy cewek rdzeniowych w generatorach odbiorników superheterodynowych. Pomiary wykonano w układzie Colpittsa, Hartley i Meissnera, przy czym dla ujęcia wpływu rdzenia ferromagnetycznego porównywano zachowanie się generatora przy pracy z cewką powietrzną i rdzeniową.

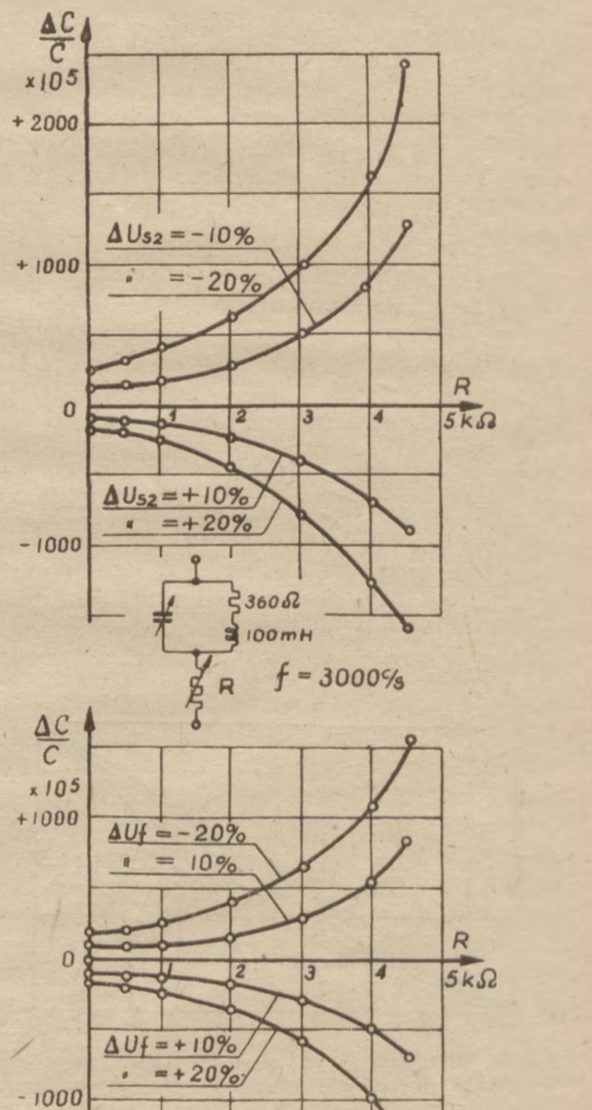
Pomiar częstotliwości generatora wykonywano przy pomocy wzorca częstotliwości General Radio, w którym następowało zdudnianie sygnału mierzonego z odpowiednią harmoniczną multiwibratora 50 kc/s, sterowanego generatorem kwarcowym 100 kc/s, umieszczonym w termostacie. Wynikiem zdudniania tych dwóch częstotliwości był pewien sygnał o częstotliwości równej ich różnicy, który dawany był na jedną parę płytek odchylających oscylografu katodowego. Na jego drugą parę płytek dawano napięcie wyjściowe generatora akustycznego, którego częstotliwość regulowano tak, by uzyskać nieruchomą elipsę na ekranie oscylografu — co świadczy o równości częstotliwości dudnień i akustycznej. Częstotliwość generatora akustycznego mierzono mostkiem do pomiaru częstotliwości, co dawało możliwość pomiaru z dokładnością $\pm$ 1 c/s.

Pomiary wykonywano, podobnie jak na częstotliwości akustycznej, mianowicie mierzono zmianę częstotliwości przy zmianie napięć a anodowego, lub żarzenia o $\pm$ 10 i 20%.

6. WYNIKI POMIARÓW.

61. *Pomiary przy częstotliwości akustycznej.* Pomiary te miały na celu zbadanie wpływu włączenia elementu nieliniowego w obwód generatora samowzbudnego na jego własności stabilizacyjne. Jako elementów nieliniowych używano prostowników kuprytowych Westinghouse'a, przy czym dla uzyskania możliwości ciągłej zmiany kształtu charakterystyki, a więc własności nieliniowych włączano równolegle lub szeregowo do prostownika opornicę dekadową. Przez zmianę jej oporności zmieniano kształt charakterystyki prostownika.

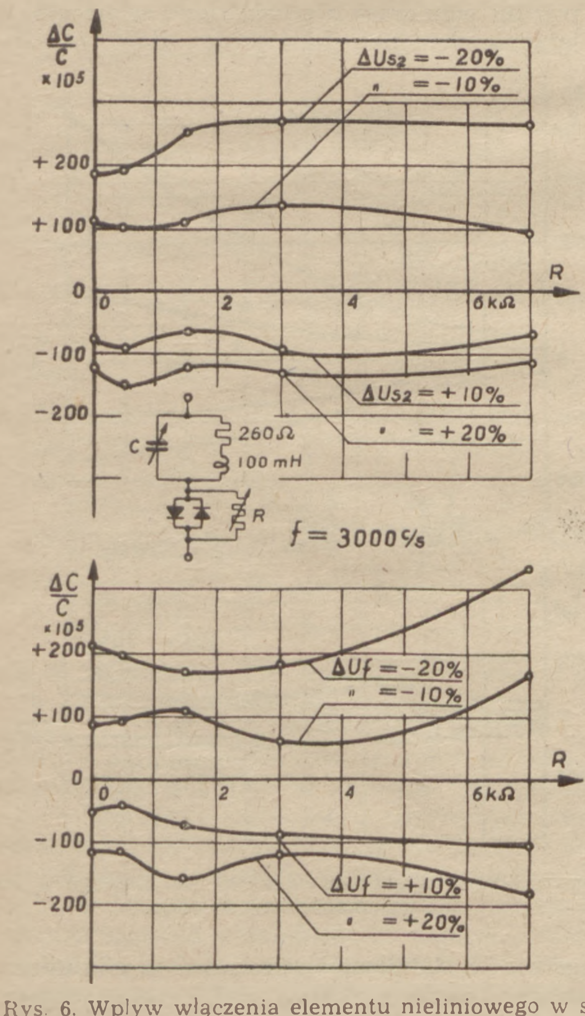
We wszystkich wypadkach porównywano wpływ włączenia oporności liniowej i nieliniowej, aby mieć jasny obraz, co jest wynikiem zwiększenia tłumienia obwodu, a co wynikiem nieliniowości charakterystyki wprowadzonego elementu.



Rys. 5. Wpływ włączenia oporności liniowej w szereg z obwodem.

611. Oporność liniowa w szereg z obwodem. W szereg z obwodem rezonansowym włączano oporność liniową o małej pojemności i indukcyjności. Dla każdej wartości oporności zmieniano pojemność obwodu rezonansowego tak, by dla normalnych napięć zasilania uzyskać częstotliwość drgań 3000 c/s, następnie badano zmianę częstotliwości przy zmianie napięcia ekranu żarzenia o ± 10 i 20%.

Włączenie oporności szeregowej i jej zwiększanie daje pogorszenie własności stabilizacyjnej genratora, zarówno w stosunku do zmian napięcia ekranu, jak i żarzenia. Widać to z rys. 5, gdzie podano wykresy zmiany częstotliwości generatora w funkcji dołączonej oporności szeregowej przy zmianach napięcia ekranu i żarzenia lampy o ± 10% i ± 20%. Wszystkie otrzymane krzywe wznoszą się zdecydowanie ze wzrostem oporności, i nawet przy dochodzeniu do granicy zerwania drgań nie zmienia się charakter tych krzywych. Jest to zgodne z teoretycznymi rozważaniami, włączenie oporności szeregowej nie tylko zwiększa nieliniowość charakterystyki zastępczego układu pobudzającego, ale oddala generator od stanu granicznego, układ pracuje w stanie bardziej „przewzbudzonym".

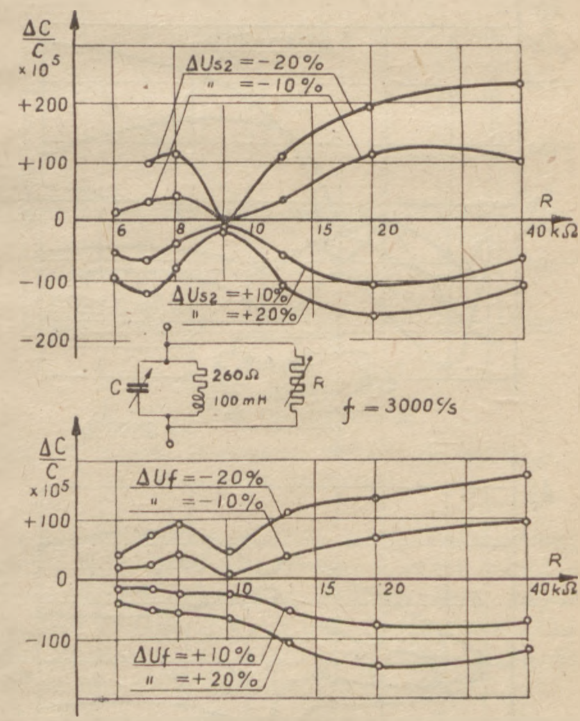


Rys. 6. Wpływ włączenia elementu nieliniowego w szereg z obwodem.

612. Element nieliniowy w szereg z obwodem. W szereg z obwodem włączano prostowniki kuprytowe z równolegle załączoną opornicą dekadową, służącą do zmiany kształtu ich charakterystyki. Krzywizna charakterystyki jest tym większa, im większa jest załączona oporność równoległa.

Wyniki pomiarów podane są na rys. 6, charakter przebiegów jest różny, niż w poprzednim wypadku, występuje wprawdzie pogorszenie stabilizacji, ale o wiele mniejsze i nie rosnące tak zdecydowanie. Widać tu wyraźnie wpływ nieliniowości charakterystyki prostowników, dający pewną linearyzację charakterystyki przez dodanie elementu o odmiennych spółczynnikach kształtu, co kompensuje wpływ zwiększenia tłumienia obwodu. Otrzymujemy tu więc pewne względne polepszenie stabilizacji.

613. Oporność liniowa równolegle do obwodu. Równolegle do obwodu dołączano opornicę dekadową o małej pojemności i indukcyjności własnej. Wielkość oporności równoległej zmieniano od bardzo dużej wartości (40 kΩ) do granicy zerwania drgań (około 6 kΩ), badając własności generatora w identycznych warunkach, jak poprzednio. Wg rozważań teoretycznych włączenie



Rys. 7. Wpływ włączenia oporności liniowej równolegle do obwodu.

oporności równoległej powinno dać polepszenie stabilizacji skutkiem zbliżenia do granicy samowzbudzena. Wyniki pomiarów (rys. 7) potwierdzają te wnioski, otrzymujemy bowiem rzeczywiście polepszenie stabilizacji przy włączeniu oporności równoległej. Dla pewnej jej wartości (10 kΩ) wyraźnie zaznaczone minimum, występuje równocześnie dla zmian napięcia ekranu

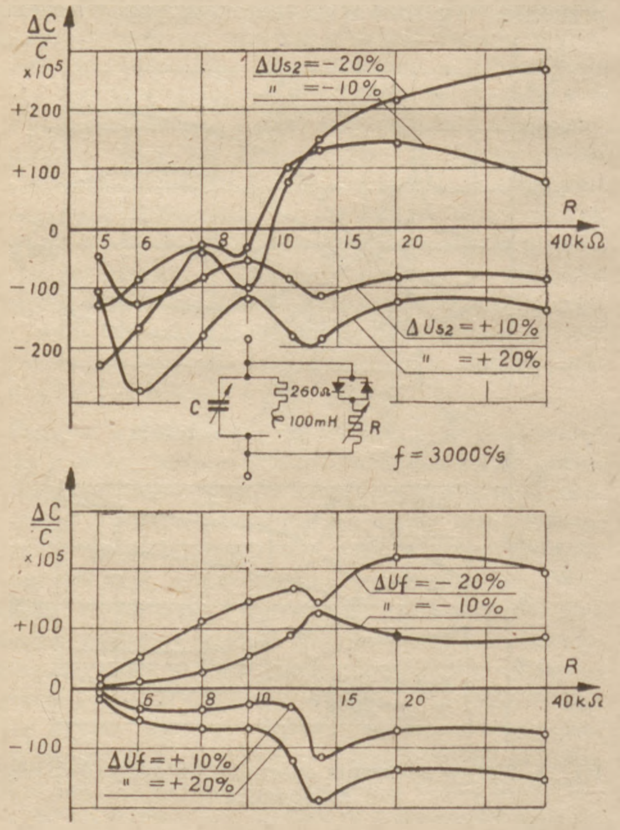
i żarzenia. Układ taki może być użyty dla poprawienia stabilizacji częstotliwości generatora samowzbudnego, szczególnie w punkcie optymalnym krzywej, gdzie otrzymujemy bardzo znaczną poprawę stabilizacji.

Zjawisko występowania tego minimum można wytłumaczyć występowaniem pewnego punktu przegięcia charakterystyki układu pobudzającego, co powoduje osiąganie minimum harmonicznych dla określonej oporności równoległej, albo stałą zawartość harmonicznych w pewnym obszarze charakterystyk, określoną równaniami:

$$\frac{d\,m_k}{d\,u_{s_2}} = 0, \quad \frac{d\,m_k}{d\,u_f} = 0$$

614. Element nieliniowy równolegle do obwodu. Równolegle do obwodu rezonansowego włączano prostowniki kuprytowe Westinghouse'a w szereg z opornicą dekadową, której oporność zmieniano od 40 kΩ do dolnej wartości, dającej już zerwanie drgań (5 kΩ). Pomiar stabilizacji wykonywano identycznie, jak w poprzednich wypadkach.

Wyniki pomiarów podane są na rys. 8. Dla dużych wartości oporności przebiegi są podobne jak



Rys. 8. Wpływ włączenia elementu nieliniowego równolegle do obwodu.

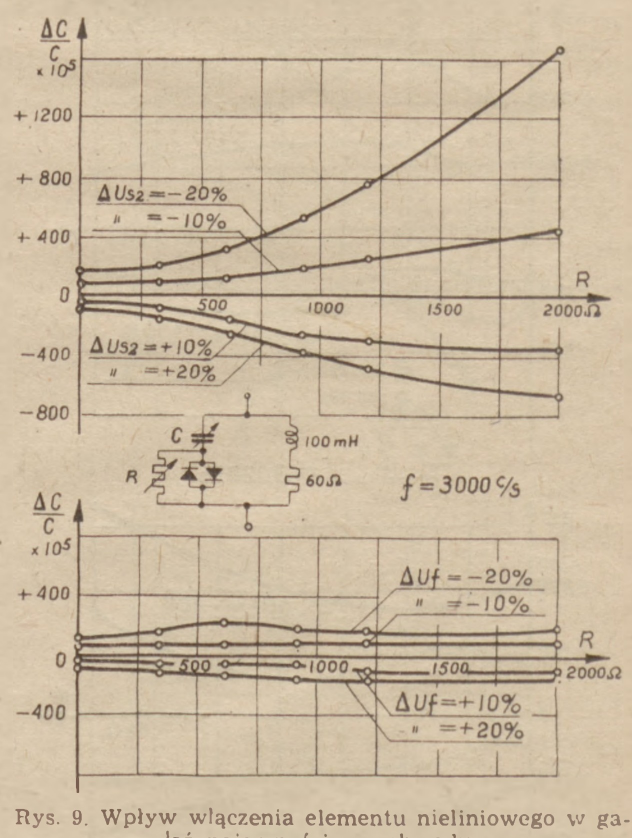
w poprzednim wypadku, dopiero przy małych wartościach oporności (~ 10 kΩ) zachowanie generatora różni się od poprzedniego wypadku, a mianowicie przy zmianie napięcia żarzenia następuje stałe polepszenie stabilizacji w miarę zmniejszania oporności R, natomiast zależność od napięcia ekranu wykazuje znaczne różnice w porównaniu z poprzednim wypadkiem: minimum dla $R = 10$ kΩ jest wprawdzie wyraźnie zaznaczone, ale poniżej tej wartości występuje wyraźna zmiana znaku zmian częstotliwości i wzrost ich wielkości. Widzimy tu wyraźny wpływ nieliniowości charakterystyki prostowników zmieniający zasadniczo własności stabilizacyjne generatora.

615. Oporność liniowa w gałęzi pojemnościowej. W gałąź pojemnościową włączono opornicę dekadową, zwiększając w ten sposób tłumienie obwodu, aż do granicy zerwania drgań. Pomiar wykonywano identycznie jak w poprzednich wypadkach.

Wyniki pomiarów wykazują, że zmiany własności stabilizacyjnych generatora są niewielkie, i zgodnie z przewidywaniami ze wzrostem tłumienia maleje zmiana częstotliwości.

616. Element nieliniowy w gałęzi pojemnościowej. W gałąź pojemnościową włączano prostowniki kuprytowe z równolegle załączoną opornicą dekadową, dla uzyskania zmiany kształtu charakterystyki.

Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 9. Włączenie elementu nieliniowego daje znaczne



Rys. 9. Wpływ włączenia elementu nieliniowego w gałąź pojemnościową obwodu.

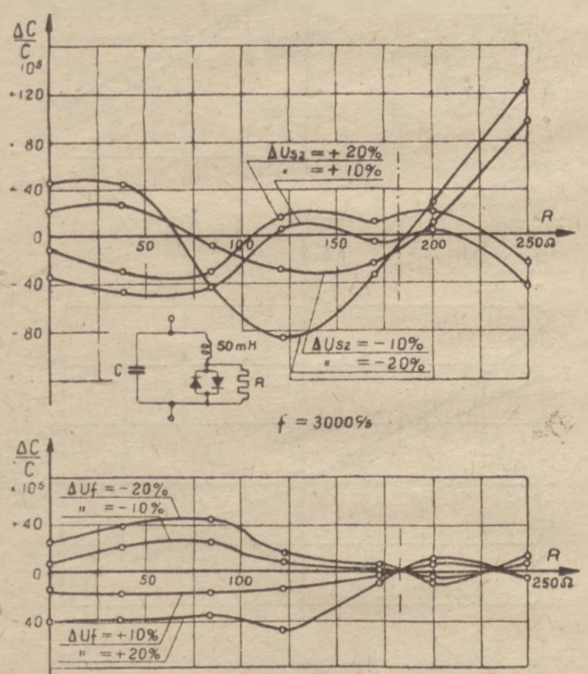
pogorszenie stabilizacji generatora w odniesieniu do zmian napięcia ekranu, praktycznie nie zmienia ich w odniesieniu do zmian napięcia żarzenia.

Pogorszenie własności stabilizacyjnych możemy wytłumaczyć tym, że włączenie elementu nieliniowego w gałąź pojemnościową zwiększa jeszcze bardziej i tak już bardzo znaczną energię prądów harmonicznych tej gałęzi, a więc pogarsza równowagę mocy układu.

617. Oporność liniowa w gałęzi indukcyjnej. W gałąź indukcyjną obwodu włączano opornicę dekadową, zwiększając w ten sposób tłumienie obwodu, aż do granicy zerwania drgań. Wyniki pomiarów wykazują, że powiększenie tłumienia zasadniczo zwiększa zmiany częstotliwości przy zmianie warunków zasilania, co jest zgodne z rozważaniami teoretycznymi. Natomiast dla bardzo dużego tłumienia otrzymujemy polepszenie stabilizacji, co daje się wytłumaczyć zbliżaniem do stanu granicznego, a więc pracą przy małej zawartości harmonicznych.

618. Element nieliniowy w gałęzi indukcyjnej. W gałąź indukcyjną włączano prostowniki kuprytowe w takim samym układzie, jak w wypadku 616.

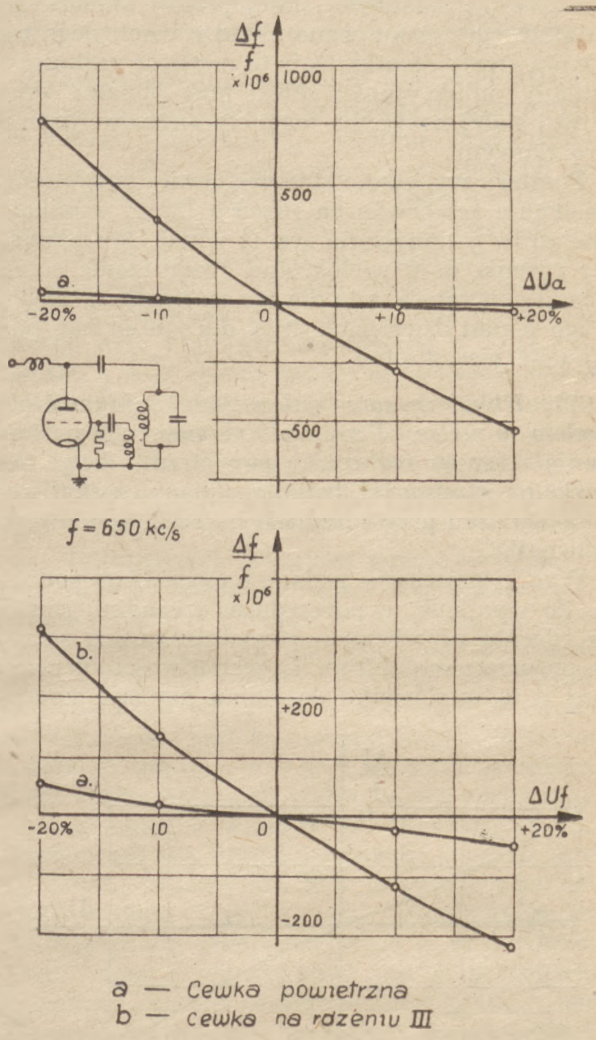
Wyniki pomiarów podane są na rys. 10. Własności stabilizacyjne układu są w tym wypadku



Rys. 10. Wpływ włączenia elementu nieliniowego w gałąź indukcyjną obwodu.

wybitnie zależne od kształtu charakterystyki nieliniowej; można uzyskać zarówno polepszenie, jak i pogorszenie stabilizacji. Dobierając odpowiednio kształt charakterystyki możemy wybitnie polepszyć stabilizację generatora, otrzymując punkt, w którym częstotliwość jest niezależna od napięcia żarzenia, a zależność od napięcia ekranu jest bardzo mała. Układ taki może być praktycznie zastosowany jako generator o dużej stałości częstotliwości.

62. Pomiary przy wysokiej częstotliwości. Pomiary wykonane przy wielkiej częstotliwości miały za zadanie zbadanie wpływu stosowania cewek na rdzeniach proszkowych w obwodach rezonansowych generatorów samowzbudnych ze sprzężeniem zwrotnym. Aby mieć szerszy pogląd



Rys. 11. Wpływ stosowania rdzenia proszkowego w układzie Meissnera.

na tę sprawę, nie ograniczono się do badania najczęściej w odbiornikach spotykanych układów z pośrednim indukcyjnym sprzężeniem zwrotnym, lecz badano również układy Hartleya i Colpittsa. Stosowano przy tym 3 rodzaje rdzeni, różnego pochodzenia, kształtu i materiału:

I. Rdzeń zamknięty, typu garnkowego.
II. Rdzeń otwarty, kształtu litery H.
III. Rdzeń walcowy, nie gwintowany z wprasowanym gwintowanym prętem mosiężnym.

Dla porównania stosowano również cewki powietrzne. Indukcyjność wszystkich cewek była w przybliżeniu równa i wynosiła 130 μH, dobroć była najmniejsza dla cewki powietrznej (Q = 40), cewka na rdzeniu III nieco lepsza (Q = 64), cewka na rdzeniu II (Q = 110), najlepsza była cewka I (Q = 170). Częstotliwość drgań 650 kc/s

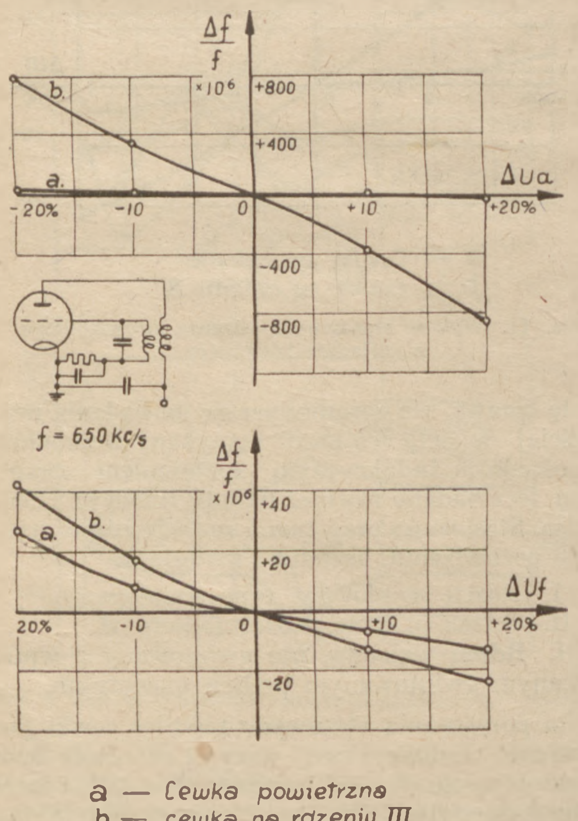
otrzymano dla pojemności obwodu rezonansowego rzędu 500 pF, a więc wielkości zbliżonej do stosowanych normalnie w odbiornikach rynkowych.

621. Układ Meissnera. Aby uniknąć przepływu przez cewkę składowej stałej prądu anodowego i siatkowego, zastosowano układ równoległego zasilania anody i siatki. Daje to możność uniknięc a zmiany indukcyjności cewki przy zmianie składowej stałej nasycenia magnetycznego w rdzeniu proszkowym.

Pomiary wykonano stosując cewkę powietrzną, następnie zaś cewkę na rdzeniu III. Z wyników pomiarów podanych na rys. 11 widać, że stosowanie rdzenia daje wielokrotne pogorszenie stabilizacji generatora, a to dla zmian napięcia anodowego ponad dziesięciokrotne, dla zmian napięcia żarzenie pięciokrotne.

622. Układ ze sprzężeniem indukcyjnym i obwodem w siatce. Pomiary wykonano dla porównania stosując raz cewkę powietrzną, drugi raz cewkę na rdzeniu III, badając zmiany częstotliwości generatora przy zmianach napięcia anodowego i żarzenia.

Wyniki pomiarów podane na rys. 12 są podobne do wyników w poprzednim wypadku: cewka na rdzeniu proszkowym powoduje bardzo znaczne pogorszenie stabilizacji częstotliwości generatora, a to w stosunku do zmian napięcia anodowego czterdziestokrotne, dla zmian napięcia żarzenia trzy-czterokrotne.



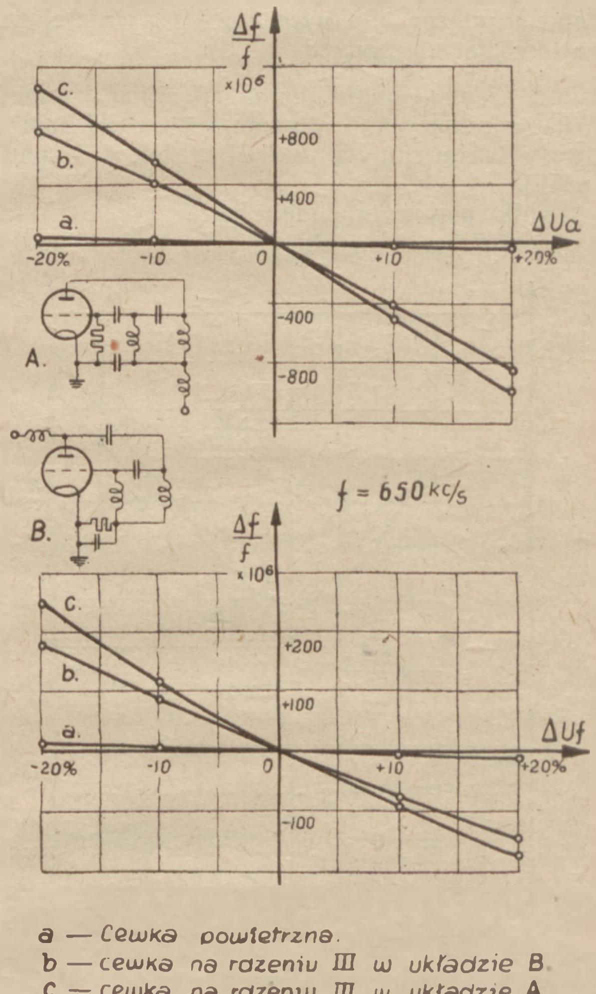
Rys. 12. Wpływ stosowania rdzenia proszkowego w układzie ze sprzężeniem indukcyjnym i obwodem siatkowym.

623. Układ Hartleya. Celem uwidocznienia wpływu składowej stałej prądu przepływającego przez cewkę pomiary wykonano w 2 alternatywach:

a. W układzie równoległego zasilania obwodu anody przez uzwojenie anodowe płynie tylko składowa zmienna prądu anodowego,

b. W układzie szeregowego zasilania obwodu anody — przez uzwojenie anodowe cewki płynie składowa stała prądu anodowego.

Przy pomiarach stosowano raz cewkę powietrzną, raz cewkę na rdzeniu III, wyniki pomiarów pokazane są na rys. 13. Stosowanie cewki na



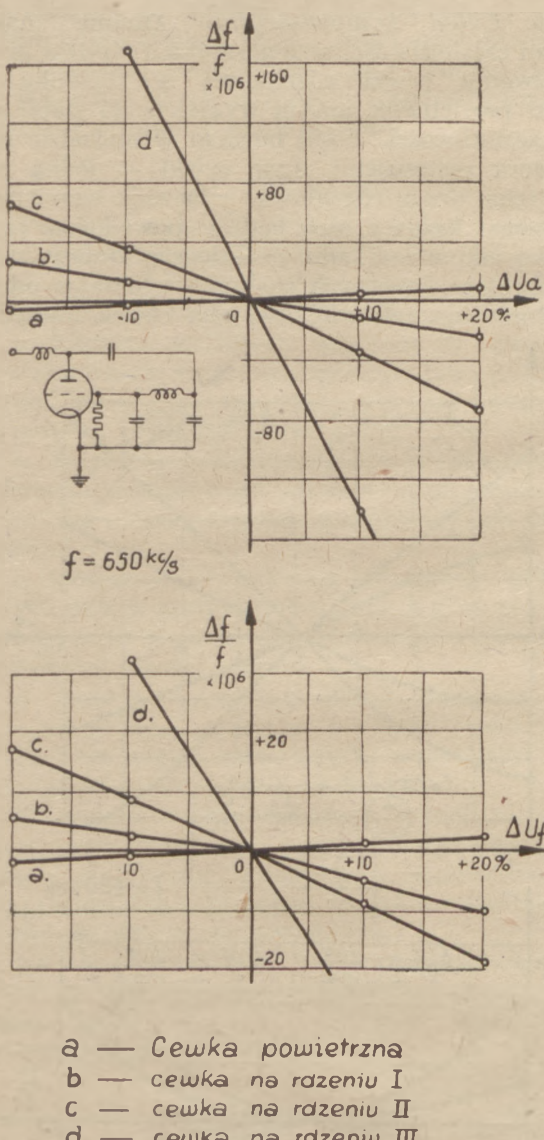
Rys. 13. Wpływ stosowania rdzenia proszkowego w układzie Hartley'a.

rdzeniu proszkowym wywołuje bardzo znaczne pogorszenie stabilizacji również i w tym wypadku: dla zmian napięcia anodowego stokrotne, dla zmian nopięcia żarzenia piędziesięciokrotne, przy czym jeżeli przez uzwojenie anodowe nie przepływa składowa stała prądu, pogorszenie stabilizacji jest o 10—20% mniejsze, niż przy składowej stałej płynącej przez cewkę. Dowodzi to, że na po-

gorszenie stabilizacji ma wpływ zmiana indukcyjności cewki przy zmianie składowej stałej prądu, a więc należy przypuszczać, że również i zmiana natężenia składowej zmiennej prądu cewki ma podobny wpływ, którego wielkości nie potrafimy narazie określić.

624. Układ Colpittsa. Generator wykonano w układzie równoległego zasilania obwodu anody i siatki, tak że przez cewkę nie płynęła składowa stała prądu. Pomiary wykonano stosując kolejno cewkę powietrzną, oraz cewki na rdzeniach typu I, II i III.

Wyniki pomiarów podane na rys. 14 wykazują, podobnie jak w poprzednich wypadkach, znaczne



Rys. 14. Wpływ stosowania rdzenia proszkowego w układzie Colpittsa.

pogorszenie stabilizacji częstotliwości generatora przy stosowaniu rdzeni proszkowych. Wynosi ono dla poszczególnych typów rdzeni w stosunku do cewki powietrznej:

	Pogorszenie stabilizacji dla zmian:	
	U_a	U_f
Cewka na rdzeniu I	15	5
„ „ „ II	40	10
„ „ „ III	150	85

Z zestawienia tego widać, że własności stabilizacyjne generatora zależą w bardzo silnym stopniu od rodzaju stosowanego rdzenia proszkowego, różnica między najlepszym, a najgorszym jest dziesięciokrotna. Rdzenie I i II były to normalne rdzenie stosowane w rynkowych odbiornikach radiofonicznych, rdzeń III był rdzeniem gorszego gatunku. Charakterystyczną rzeczą jest, że dobroć cewek uzyskiwana przy stosowaniu powyższych rdzeni, była najlepsza dla rdzenia I, najgorsza dla III, a więc rdzeń, dający najmniejszą dobroć, dawał również największe pogorszenie stabilizacji częstotliwości, wydaje się więc, że te własności są ze sobą powiązane, mimo że jak wynika z dalszych pomiarów dobroć obwodu nie decyduje o własnościach stabilizacyjnych generatora.

Z przytoczonych wyników pomiarów widać, że pogorszenie stabilizacji przy stosowaniu cewek rdzeniowych jest kilkakrotnie mniejsze dla zmian napięcia żarzenia, niż dla zmian napięcia anodowego. Podobne wyniki otrzymaliśmy również w wypadkach poprzednich, natomiast dla cewek powietrznych zmiany częstotliwości wywołane zmianami napięcia anody i żarzenia są tego samego rzędu. Można to wytłumaczyć następująco: zmiana napięcia anodowego wywołuje o wiele większe zmiany prądu anodowego i prądu obwodu rezonansowego, niż zmiana napięcia żarzenia lampy. Indukcyjność cewek rdzeniowych jest funkcją prądu przepływającego przez uzwojenie cewki, zmiana jej wielkości jest w przybliżeniu proporcjonalna do zmian wielkości prądu. Jasne jest więc, że zmiana napięcia anodowego musi wywołać większe zmiany indukcyjności cewki, a zarazem i częstotliwości drgań, niż zmiana napięcia anodowego. Zjawisko to jest wynikiem zmian indukcyjności spowodowanych nieliniowością materiału magnetycznego, a nie zmianą rozpływu prądów harmonicznych.

Potwierdzeniem tego przypuszczenia może być również drugie zjawisko: wg teorii, generator w układzie Colpittsa daje zmiany częstotliwości odwrotnego znaku, niż generator w układzie Hartleya. Pomiary wykazują, że przy stosowaniu cewek powietrznych otrzymuje się wyniki zgodne z teorią, natomiast przy stosowaniu cewek rdzeniowych otrzymujemy dla wszystkich rodzai rdzeni, zarówno w układzie Colpittsa, jak i Hartleya, te same znaki zmian częstotliwości. Ponieważ zmiana indukcyjności cewek wskutek zmiany przenikalności rdzenia, wywołanej zmianą natężenia prądu w cewce, daje ten sam znak zmiany częstotliwości, niezależnie od układu generatora,

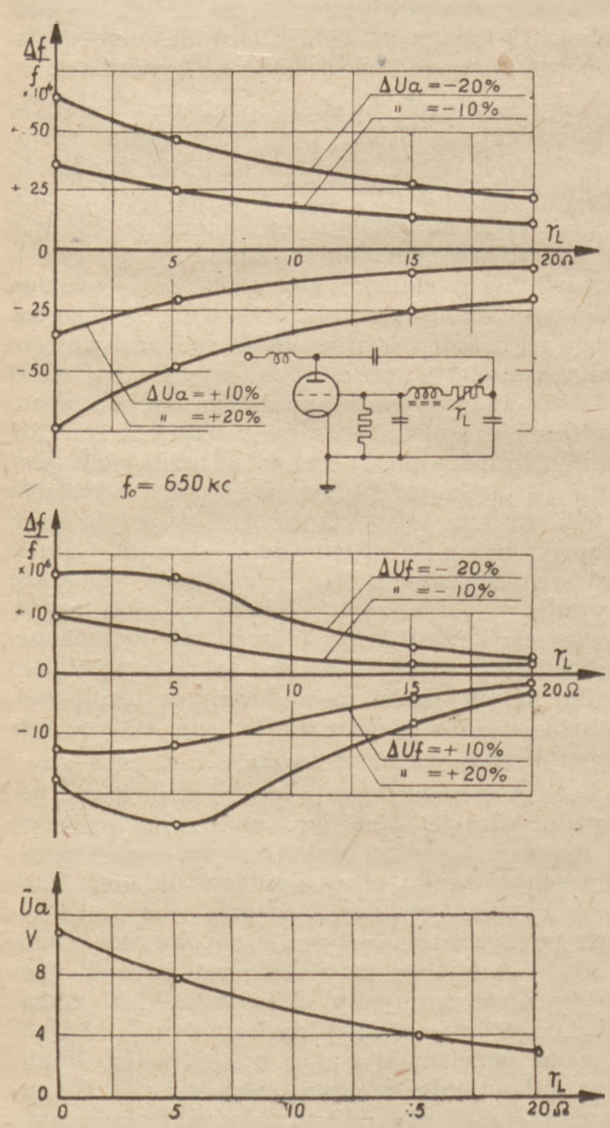
należy przypuszczać, że właśnie ten czynnik ma przy cewkach rdzeniowych decydujący wpływ na stabilizację częstotliwości generatora.

Rząd wielkości tych zmian zgadza się z pomiarami Faulhabera [5], który stwierdził zmiany indukcyjności rzędu 1.5‰, największe zmiany częstotliwości w naszych pomiarach były rzędu 1‰, co daje wielkość dostatecznie zgodną, potwierdzając nasze przypuszczenie.

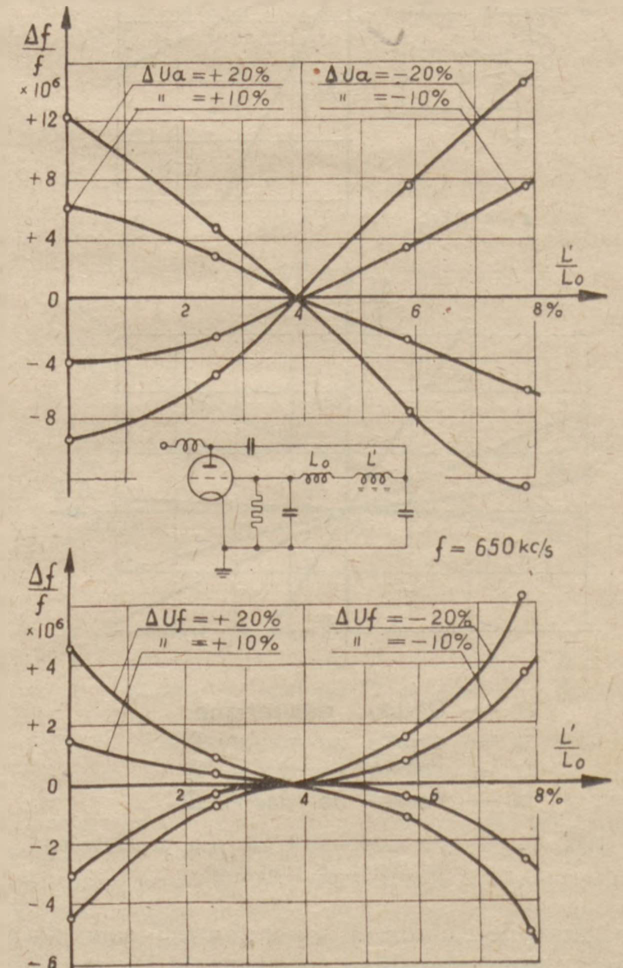
Celem uzyskania zupełnej pewności wykonano jeszcze serię pomiarów w następujących warunkach: w generatorze o układzie Colpittsa badano własności stabilizacyjne przy stopniowym powiększaniu tłumienia gałęzi indukcyjnej przez dołączanie oporności rzeczywistej, stosując raz cewkę powietrzną, drugi raz cewkę na rdzeniu II. Przy cewce powietrznej wpływu zwiększania tłumienia nie stwierdzono, był poniżej dokładności pomiarów. Wyniki dla cewki rdzeniowej podane są na rysunku 15; widać z nich, że im większe tłumienie obwodu, tym mniejsze zmiany częstotliwości generatora, a więc wynik zupełnie nieoczekiwany. Sprawa wyjaśnia się, jeżeli będziemy rozpatrywali równocześnie zmianę amplitudy napięcia na obwodzie, która maleje przy zwiększaniu tłumienia, proporcjonalnie maleje oczywiście prąd w cewce, co właśnie powoduje polepszenie stabilizacji. Ponieważ własności rdzenia zależą silnie od wielkości prądu w cewce, zrozumienie tego zjawiska nie przedstawia trudności.

Z pomiarów tych wynika, że cewki rdzeniowe dają wybitne pogorszenie stabilizacji częstotliwości generatora, wywołane głównie przez zmianę indukcyjności cewek przy zmianie prądu przez nie płynącego, co spowodowane jest nieliniową charakterystyką materiału magnetycznego.

625. Układ kompensacyjny. Zmianę znaku zmian częstotliwości w generatorze Colpittsa przy stosowaniu cewki rdzeniowej w stosunku do cewki powietrznej można wyzyskać do stabilizacji częstotliwości. Jeżeli bowiem w obwodzie generatora zastosujemy dwie cewki — jedną powietrzną, drugą rdzeniową, połączone szeregowo, wówczas każda z nich będzie powodować przy każdej zmianie układu zasilającego zmiany częstotliwości odwrotnych znaków. Dobierając odpowiednio stosunek wielkości obu cewek, możemy



Rys. 15. Wpływ amplitudy drgań generatora w układzie Colpittsa z cewką na rdzeniu II.



Rys. 16. Własności stabilizacyjne generatora Colpittsa w układzie kompensacyjnym z cewką rdzeniową.

uzyskać całkowitą kompensację obu wpływów, czyli niezależność częstotliwości od napięć zasilających.

Przy badaniach łączono w szereg z cewką powietrzną cewkę na rdzeniu, której indukcyjność można było zmieniać w szerokich granicach, w funkcji stosunku indukcyjności obu cewek badano własności stabilizacyjne generatora. Wyniki badań (rys. 16) wykazują, że przy pewnym stosunku indukcyjności obu cewek otrzymuje się praktycznie zupełną niezależność częstotliwości od napięć zasilających lampy generatora, a więc zarówno od wielkości napięc a żarzenia, jak i anody. Na wykresie tym jest doskonale widoczne przejście od własności układu Colpittsa z cewką powietrzną do układu z cewką rdzeniową i związana z tym zmiana znaku zmian częstotliwości.

Układ taki może służyć jako bardzo prosty i skuteczny układ stabilizacji częstotliwości, niezależny od napięć zasilających.

7. WNIOSKI.

Pomiary wykazały wyniki zgodne z rozważaniami teoretycznymi nad wpływem nieliniowych elementów w obwodzie generatora samowzbudnego na stabilizację częstotliwości, a mianowicie:

a. Element nieliniowy włączony w obwód generatora może zarówno pogorszyć, jak i polepszyć stabilizację, zależnie od miejsca włączenia i kształtu charakterystyki.

b. W pewnych szczególnych wypadkach użycie elementu nieliniowego pozwala na otrzymanie generatora o częstotliwości niezależnej od napięć zasilających.

c. Stosowanie cewek na rdzeniach proszkowych daje w normalnych układach generacyjnych wielokrotne pogorszenie stabilizacji, wielkość jego zależy od jakości rdzenia.

d. Stosując specjalny układ kompensacyjny można uzyskać generator o częstotliwości niezależnej od napięć zasilających, wyzyskując nieliniowe własności rdzeni proszkowych.

Otrzymane wyniki wykazują, że analiza problemu przeprowadzona przy pomocy nieliniowej teorii stabilizacji generatorów samowzbudnych daje stosunkowo prostymi środkami rezultaty zupełnie zgodne z rzeczywistością.

Na zakończenie pragnę wyrazić podziękowanie Prof. Dr Inż. J. Groszkowskiemu za przedyskutowanie całego szeregu problemów, związanych z wykonaniem powyższej pracy.

LITERATURA

1. **Bell D.** The Variation of inter-electrode capacity in thermionic valves. Marc. Rev. Nr 57. 18. (1935).

2. **Brunetti C.** The Classification of average negative resistance with extensions of its use. PIRE 25. 12. 1595. (1937).

3. **Brunetti C.** The Transitron Oscillator. PIRE 27. 2. 88. (1939).

4. **Divoire E. Baudoux P.** Sur la stabilisation de frequence dans les oscillateurs à triode.

5. **Faulhaber H.** Über die nichtlinearen Verzerrungen von Ferrocart und über eine neue einfache Methode zur Bestimmung der nichtlinearen Verzerrungen von Zweipolen. ENT **11**. 8. 289. (1934).

6. **Groszkowski J.** Zmiany częstotliwości a zawartość harmonicznych w układach oscylacyjnych. Prz. R. (1932—33).

7. **Groszkowski J.** Charakterystyki dynatronu. Prz. El. 116. 23. 768. (1934).

8. **Groszkowski J.** The Interdependence of frequency variations and harmonic content, and the problem of constant frequency oscillators. PIRE 21. 7. 958. (1934).

9. **Groszkowski J.** Podstawy elektrycznej stabilizacji częstotliwości. Warszawa 1938.

10. **Groszkowski J. i Jelonek Z.** Zmiany pojemności obwodu drgań a częstotliwość generatora o wzbudzeniu własnym. Prz. R. **11**. 17. (1933).

11. **Herold E.** Negative resistances and devices to obtaining it. PIRE **23**. 10. 1201. (1935).

12. **Jorwerth J.** The Dependance of the interelectrode capacitances of valves upon the operating conditions. Proc. W. S. IEE. **13**. 37. 23. (1938).

13. **Kettel E.** Über den Einfluss der Raumladung auf die Eingangskapazität von Verstärkerröhren. Telef. Röhr. 9. 15. (1937).

14. **Kusunose Y. i Ishikawa S.** Frequency stabilisation of radio transmitters. PIRE **20**. 2. 310. (1932).

15. **Llevellyn F.** Constant Frequency Oscillators. PIRE **19**. 12. 2063. (1931).

16. **Moullin E.** The apparent inter-electrode capacitance of a planar diode. Proc. W. S. IEE **13**. 37. 11. (1938).

17. **Van der Pol B.** The nonlinear Theory of electric Oscillations. PIRE **22**. 9. 1051. (1934).

18. **Pungs L.** i **Schulze K.** Beobachtungen über den Einfluss der Belichtung auf die Arbeit von Elektronenröhren. H. E. 37. 4. 157. (1931).

19. **Schweimer K.** i **Pungs L.** Frequenzstabilisierung von Röhrenoszillatoren mit Hilfe von Schirmgitterröhren. H. E. 43. 6. 181. (1934).

20. **Steimel K.** i **Zickermann C.** Röhrenkapazitäten ihr Schaltungstechnischer Einfluss und ihre Messung. Telef. Röhr. 9. 1. (1937).

21. **Thomas.** Theory and Design of Valve Oscillators London 1944.

Dr Inż. STANISŁAW KUHN

O zastosowaniu galwanometru do pomiaru czasu trwania inpulsów

SUMMARY. „On the application of a galvanometer for measuring the length of a pulse", by Dr Eng. Stanisław Kuhn. — In the paper the possibility is discussed of measuring the length of a pulse of a known constant D. C. current, by using dynamic properties of a galvanometer, or of a similar measuring instrument. General equation of a galvanometer is recalled, the „constants" of the instrument and of its working circuit are defined, and methods of obtaining them proposed; also, the relationship existing between these constants is produced. — The action of a pulse on a galvanometer is analysed, and the relationship found between the pulse length and the value of the first greatest deflection. A family of corresponding curves is drawn; these curves may be used directly to find the length of a pulse, when the value of the first deflection is known. — The discrepancy is shown, existing between the accurate value of a pulse length and that which would be obtained by applying the simplified theory of the ballistic galvanometer; it is seen that the discrepancy is negligible when the pulse is short, but increases appreciably for long pulses.

STRESZCZENIE. — W artykule poniższym rozważona została teoretycznie metoda pomiaru czasu trwania impulsów prądu stałego o znanym natężeniu, oparta na wykorzystaniu dynamicznych własności galwanometru, lub podobnego przyrządu pomiarowego.

Na wstępie, po przytoczeniu ogólnego równania galwanometru, zdefiniowane są stałe przyrządu i układu, w którym przyrząd pracuje, oraz zaproponowane metody ich pomierzenia; podany jest również związek, jaki zachodzi między tymi stałymi.

Następnie, przeanalizowane jest zachowanie się galwanometru pod wpływem impulsu prądu i znaleziona zależność między czasem trwania tego impulsu, a pierwszym krańcowym wychyleniem przyrządu; zależność ta przedstawiona jest na wykresie w postaci rodziny krzywych, dających się bezpośrednio zastosować do obliczenia czasu impulsu. Wreszcie, uwidoczniona jest na wykresie wielkość niedokładności, jaka byłaby popełniona przy oparciu tego pomiaru na uproszczonej teorii galwanometru balistycznego, zamiast na teorii ścisłej; niedokładność ta jest znikoma przy impulsach krótkotrwałych, natomiast staje się dość poważną przy impulsach dłuższych.

1. WSTĘP

Czas trwania impulsu prądu najwłaściwiej byłoby mierzyć przy pomocy oscylografu. Oscylograf daje możność dokonania analizy czasowego przebiegu impulsu, ustalenia chwili jego rozpoczęcia i zakończenia, a wobec tego, daje możność ścisłego pomierzenia czasu jego trwania. Jednak pomiar przy użyciu oscylografu może być dość kłopotliwy i żmudny, zwłaszcza w przypadku impulsów pojedyńczych lub powtarzających się nieokresowo, kiedy to konieczne jest fotografowanie przebiegu impulsu, co może częstokroć przekraczać aktualne możliwości laboratoryjne. Dlatego też bardzo ponętną, a często wystarczająco dokładną metodą pomiarową może się okazać metoda z użyciem galwanometru.

Możliwość pomiaru — przy pomocy galwanometru — czasu trwania impulsów niezbyt długich, rzędu dziesiątków i setek milisekund lub pojedyńczych sekund, wynika z rozważania pracy galwanometru balistycznego. Przyrząd ten wychyla się na skutek przepływu przezeń ładunku elektrycznego, i wielkość pierwszego maksymalnego wychylenia może być miarą wielkości przesłanego ładunku. Teoretycznie, dla uzyskania proporcjonalności między wychyleniem przyrządu a wartością ładunku, ładunek ten powinien przepływać przez galwanometr w ciągu czasu nieskończenie krótkiego; jednak również i w przypadku, gdy przepłynie on w postaci prądu o wartości skończonej, w czasie skończonym, lecz krótkim w porównaniu z czasem maksymalnego wychylenia, — otrzymane wyniki będą zgodne w granicach błędu pomiaru z teorią galwanometru balistycznego. Pomierzywszy wartość ładunku, i znając natężenie prądu stałego, który ten ładunek przeniósł, można obliczyć czas przepływu prądu, czyli czas trwania impulsu.

Im ten czas jest dłuższy, tym większe jednak będą odchylenia od teorii galwanometru balistycznego, i tym bardziej powinny one być uwzględnione; prócz tego, dobrze byłoby mieć możność użycia do tego pomiaru zwykłego, statycznie pracującego galwanometru, lub nawet czułego, wskazówkowego miliamperomierza czy mikroamperomierza. Pod wpływem bowiem impulsu prądu każdy taki przyrząd odchyli się do pewnego maksymalnego wychylenia, które—przy znanej wartości natężenia przepływającego prądu — może być miarą czasu trwania tego impulsu.

Dla znalezienia zależności ilościowych między różnymi wielkościami, mającymi wpływ na wynik pomiaru, należy rozważyć teoretycznie zachowanie się galwanometru lub analogicznego przyrządu pomiarowego w obecności przepływającego przezeń prądu o stałym natężeniu.

2. RÓWNANIE GALWANOMETRU

Przyjmiemy więc, że galwanometr znajduje się w obwodzie, w którym w pewnej chwili zostaje włączony prąd stały; składową tego prądu, która by popłynęła przez galwanometr, oznaczamy przez „i".

Pod wpływem tego prądu, galwanometr pocznie wychylać się ze swego położenia spoczynkowego, i podczas tego ruchu, w pewnej chwili t. wskaże wychylenie α działek.

Na skutek obracania się cewki galwanometru w polu magnesów, powstaje w niej siła przeciwelektromotoryczna, proporcjonalna do szybkości kątowej $\frac{d\alpha}{dt}$. Przyjmiemy, że obwód, w którym galwanometr pracuje, składa się wyłącznie z oporności; będziemy mogli wobec tego przyjąć, że prąd powodowany przez tę siłę przeciwelektromotoryczną, jest proporcjonalny do jej wartości i jest z nią w fazie. Natężenie tego prądu będziemy przeto mogli oznaczyć przez $g \cdot \frac{d\alpha}{dt}$; wartość spółczynnika g będzie zależała, między innymi, od obwodu zewnętrznego, natomiast nie będzie ona zależna od wielkości wychylenia α.

Wobec powyższego natężenie prądu, płynącego przez galwanometr w chwili t, będzie się równało $\left(i - g \cdot \frac{d\alpha}{dt}\right)$.

Moment skręcający, powodowany przez prąd, jest — przy prawidłowej konstrukcji galwanometru i w granicach dopuszczalnych wychyleń — proporcjonalny do natężenia prądu; możemy przeto moment ten oznaczyć przez $K \cdot \left(i - g \cdot \frac{d\alpha}{dt}\right)$, rozumiejąc przez K spółczynnik stały, niezależny od wielkości wychylenia α.

Ów skręcający moment idzie na:

a) nadanie mechanizmowi ruchomemu przyśpieszenia kątowego $\frac{d^2\alpha}{dt^2}$; odpowiedni moment jest proporcjonalny do tego przyśpieszenia, i może być oznaczony przez $M \cdot \frac{d^2\alpha}{dt^2}$, gdzie spółczynnik M odpowiada momentowi bezwładności mechanizmu i jest niezależny od α;

b) pokonanie oporów tarcia i t. p., które możemy przyjąć za proporcjonalne do szybkości kątowej $\frac{d\alpha}{dt}$; tę część momentu oznaczymy przez $R \cdot \frac{d\alpha}{dt}$ i przyjmiemy, że również i spółczynnik R nie zależy od α;

c) zrównoważenie momentu skręcającego sprężyny lub nici galwanometru; moment ten jest proporcjonalny do wartości wychylenia α, liczonego od położenia spoczynkowego galwanometru, i może być oznaczony przez $S.\alpha$, gdzie S, podobnie jak poprzednie spółczynniki, nie zależy od α.

Wobec powyższego, równanie momentów daje od razu następującą zależność:

$$M \cdot \frac{d^2\alpha}{dt^2} + R \cdot \frac{d\alpha}{dt} + S \cdot \alpha = K \cdot \left(i - g \cdot \frac{d\alpha}{dt}\right). \tag{2.1}$$

Zależność ta stanowi równanie galwanometru.

Dla rozwiązania tego równania, należy ustalić warunki początkowe, zachodzące w chwili $t = 0$. Przyjmiemy więc, że w momencie, od którego będziemy liczyli czas, t. j. przy $t = 0$, wartość wychylenia galwanometru wynosi α_0, zaś wartość jego szybkości kątowej równa się ω_0, t.j. $\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{t=0} = \omega_0$

Przy tych warunkach początkowych, operatorowa postać równania galwanometru będzie

$$[M \cdot p^2 + (R + K \cdot g) \cdot p + S] \cdot \alpha = K \cdot i + [M \cdot p^2 + (R + K \cdot g) \cdot p] \cdot \alpha_0 + M \cdot p \cdot \omega_0,$$

lub też

$$\left(p^2 + \frac{R \cdot K \cdot g}{M} \cdot p + \frac{S}{M}\right) \cdot (\alpha - \alpha_0) = \left(\frac{K \cdot i}{M} - \frac{S}{M} \cdot \alpha_0\right) + p \cdot \omega_0;$$

skąd:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{1}{p^2 + \frac{R + K \cdot g}{M} \cdot p + \frac{S}{M}} \cdot \left(\frac{Ki}{M} - \frac{S}{M} \cdot \alpha_0\right) + \frac{p}{p^2 + \frac{R + K \cdot g}{M} \cdot p + \frac{S}{M}} \cdot \omega_0; \tag{2.2}$$

Trójmian, występujący w mianowniku, napiszemy w następującej postaci:

$$p^2 + \frac{R + K \cdot g}{M} \cdot p + \frac{S}{M} = \left(p + \frac{R + K \cdot g}{2M}\right)^2 + \left[\frac{S}{M} - \left(\frac{R + K \cdot g}{2M}\right)^2\right].$$

Operatorowej postaci (2.2) odpowiada pewna funkcja $\alpha = f(t)$, określająca wartości wychylenia α w czasie, przy czym rodzaj tej funkcji zależy od znaku wyrażenia $\left[\frac{S}{M} - \left(\frac{R + K \cdot g}{2M}\right)^2\right]$.

Gdy wyrażenie to jest dodatnie, funkcja $\alpha = f(t)$ zawiera, obok członów, malejących w czasie, również i człony zmienne okresowo; przypadek ten odpowiada malejącym stopniowo wahaniom odchyleń galwanometru dokoła ustalającego się wychylenia α_s. — Mówimy wtedy, że „tłumienie" układu galwanometru jest mniejsze od krytycznego.

Gdy zaś powyższe wyrażenie jest ujemne lub równe zeru, funkcja $\alpha = f(t)$ nie posiada owych okresowo zmiennych członów, co odpowiada aperiodycznemu zbliżaniu się odchylenia galwano-

metru do ustalonej wartości; tłumienie obwodu galwanometru jest wówczas większe od tłumienia krytycznego lub jemu równe.

W obecnych rozważaniach ograniczymy się jedynie do przypadku, gdy galwanometr waha się dokoła wychylenia α_s, t. j. gdy tłumienie galwanometru jest mniejsze od krytycznego; założymy więc, że

$$\frac{S}{M} - \left(\frac{R+K \cdot g}{2M}\right)^2 > 0\,; \quad \frac{R+K \cdot g}{2M} < \sqrt{\frac{S}{M}}\,. \tag{2.3}$$

Z równania (2.2) widać, że dla określenia wielkości wychylenia α w chwili t wystarczy znać — obok wielkości prądu „i" oraz wartości początkowych α_0 ω_0 tylko 3 spółczynniki: $\frac{S}{M}$, $\frac{R+K \cdot g}{M}$ i $\frac{K}{M}$, które określają mechaniczne i elektryczne warunki pracy galwanometru. Zamiast tych 3-ch spółczynników, wygodniej będzie używać innych, pochodnych od nich, które nazwiemy „stałymi" układu galwanometru.

Będą to następujące 4 wielkości:

$\gamma = \frac{R+K \cdot g}{2M}$ stała tłumienia w czasie, mierzona w 1/sek.;

$\Omega = \sqrt{\frac{S}{M} - \left(\frac{R+K \cdot g}{2M}\right)^2}$ stała wahań, mierzona w 1/sek., — inaczej: pulsacja tych wahań;

$\sigma = \frac{S}{K}$, stała „statyczna" galwanometru, równa wartości prądu, powodującego ustalone odchylenia galwanometru o 1 działkę, i mierzona w Amp./działkę (jest to t. zw. „czułość" galwanometru);

oraz

β, stała balistyczna, równa wielkości ładunku, po przepływie którego wielkość pierwszego maksymalnego wychylenia wyniesie 1 działkę; stała ta mierzona jest w Coul/działkę.

Ze względu na to, że do określenia zachowania się galwanometru w danym obwodzie wystarczają tylko 3 spółczynniki, — musi między tymi 4-ma stałymi istnieć pewna określona zależność; zależność tę otrzymamy poniżej, w trakcie dalszych rozważań (równanie 3.19).

Spółczynniki równania (2.1) mogą być wyrażone przez stałe układu galwanometru w sposób następujący:

$$\frac{R+K \cdot g}{M} = 2\gamma\,; \quad \frac{S}{M} = \Omega^2 + \gamma^2\,;$$
$$\frac{K}{M} = \frac{S/M}{S/K} = \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\sigma}\,. \tag{2.5}$$

Zauważmy, że — w ramach poczynionych założeń — stała statyczna σ galwanometru, oraz wyrażenie $(\Omega^2 + \gamma^2)$ nie zależą od oporności obwodu zewnętrznego galwanometru; natomiast obwód ten ma wpływ zarówno na każdą ze stałych Ω i γ oddzielnie, jak i na stałą balistyczną β.

Dlatego też, pragnąc zachować te same dynamiczne własności galwanometru w różnych pomiarach oraz w różnych etapach jednego pomiaru, należy zawsze baczyć, aby warunki obwodu zewnętrznego galwanometru nie ulegały żadnym istotnym zmianom.

Równanie (2.1) przyjmuje obecnie postać:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + 2\gamma \cdot \frac{d\alpha}{dt} + (\Omega^2 + \gamma^2) \cdot \alpha = \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\sigma} \cdot i\,;$$

lub też

$$\frac{1}{\Omega^2 + \gamma^2} \cdot \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{2\gamma}{\Omega^2 + \gamma^2} \cdot \frac{d\alpha}{dt} + \alpha = \frac{i}{\sigma}\,. \tag{2.6}$$

Operatorowa postać (2.2) rozwiązania będzie wyglądała następująco:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot \left(\frac{i}{\sigma} - \alpha_0\right) + \frac{p}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot \omega_0\,, \tag{2.7}$$

co odpowiada funkcji

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{i}{\sigma} - \alpha_0\right) \cdot \left[1 - e^{-\gamma t} \cdot \left(\cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} : \sin \Omega t\right)\right] + \frac{\omega_0}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin \Omega t\,,$$

lub, po uproszczeniu

$$\alpha = \frac{i}{\sigma} + e^{-\gamma t} \cdot \left[-\left(\frac{i}{\sigma} - \alpha_0\right) \cdot \left(\cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right) + \frac{\omega_0}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right] \cdot \tag{2.8}$$

Po zróżniczkowaniu tego wyrażenia względem czasu, otrzymamy wielkość szybkości kątowej galwanometru w chwili t,

$$\omega = e^{-\gamma t} \cdot \left[\left(\frac{i}{\sigma} - \alpha_0\right) \cdot \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\Omega} \cdot \sin \Omega t + \omega_0 \cdot \left(\cos \Omega t - \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right)\right]. \tag{2.9}$$

Powyższe dwa równania, (2.8) i (2.9), dają wielkość wychylenia i szybkości kątowej galwanometru, w zależności od stałych Ω, γ i σ, i przy uwzględnieniu wartości początkowych α_0 i ω_0.

3. POMIAR STAŁYCH GALWANOMETRU.

Dla stanu ustalonego, t.j. przy $t = \infty$ równania (2.8) i (2.9) dają wartości

$$\alpha_\infty = \frac{i}{\sigma}\,; \quad \omega_\infty = 0\,; \tag{3.1}$$

wobec czego jasne jest, że obserwacja stanu ustalonego może dać jedynie wielkość stałej „statycznej" galwanometru,

$$\sigma = \frac{i}{\alpha_s} \tag{3.2}$$

Pozostałe stałe obwodu galwanometru należy przeto uzyskać z obserwacji dynamicznych. Można tutaj zastosować bądź metodę prądową, bądź też metodę ładunkową.

3. 1. Metoda prądowa polega na obserwowaniu wahań galwanometru, zachodzących po włączeniu prądu sałego, a w szczególności na notowaniu wielkości kilku pierwszych krańcowych wychyleń, oraz — jeśli to możliwe — na mierzeniu czasów, w których one zachodzą.

Przyjmijmy, że galwanometr jest początkowo w spoczynku, t.j. że $\alpha_0 = 0$ i $\omega_0 = 0$, oraz, że w chwili $t = 0$ włączamy prąd i.

Równania (2.8) i (2.9) przybierają postać następującą:

$$\alpha = \frac{i}{\sigma} \cdot \left[1 - e^{-\gamma t} \cdot \left(\cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \sin \Omega t\right)\right] \tag{3.3}$$

$$\omega = \frac{i}{\sigma} \cdot \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin \Omega t \tag{3.4}$$

Z równania (3.4) widać, że szybkość kątowa galwanometru początkowo wzrasta, w pewnej chwili osiąga wartość maksymalną, a następnie maleje, i w pewnej chwili t_{s1} staje się równa zeru,po czym przybiera wartości ujemne. W chwili t_{s1} galwanometr wskazuje pierwsze krańcowe wychylenie α_{s1}.

Podobnie i w ruchu powrotnym, t.j. przy ω ujemnym, szybkość kątowa galwanometru początkowo wzrasta, a następnie ponownie maleje do zera, powodując — w chwili t_s — drugie zatrzymanie się galwanometru, przy wychyleniu o wartości α_{s2}. Następnie, w chwili t_{s3} ma miejsce 3-cie krańcowe wychylenie α_{s3}, w chwili t_{s4} — 4-te, α_{s4} i t.d.

Po (teoretycznie) nieskończenie długim czasie, szybkość galwanometru staje się równa zeru, zaś wychylenie ustala się na wartości α_{s2} (równanie 3.1).

Wychylenia α_{s1}, α_{s3}, i t.d. — wypadają po jednej stronie α_s, zaś wychylenia α_{s2}, α_{s4} i t.d. — po stronie drugiej.

Z równania (3.4) widać, że czasy t_{sn} kolejnych zatrzymań galwanometru odpowiadają pierwiastkom równania

$$\sin \Omega t_{sn} = 0,$$

czyli, że

$$t_{sn} = \frac{n \cdot \pi}{\Omega}. \tag{3.5}$$

A więc,

$$t_{s1} = \frac{\pi}{\Omega};\ t_{s2} = \frac{2\pi}{\Omega};\ t_{s3} = \frac{3\pi}{\Omega};\ \text{it.d.} \tag{3.6}$$

Wobec tego, z równania (3.3) otrzymujemy wartości krańcowych wychyleń α_{sn}, a mianowicie:

$$\alpha_{sn} = \frac{i}{\sigma} \cdot \left[1 + (-1)^{n-1} \cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot n\pi}\right]. \tag{3.7}$$

Wyrażone w zależności od ustalonego wychylenia α_s, wartości pierwszych kilku krańcowych wychyleń są następujące:

$$\alpha_{s1} = \alpha_s \cdot \left(1 + e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot \pi}\right);\ \alpha_{s2} = \alpha_s \cdot \left(1 + e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot 2\pi}\right);$$

$$\alpha_{s3} = \alpha_s \cdot \left(1 + e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot 3\pi}\right);\ \alpha_{s4} = \alpha_s \cdot \left(1 + e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot 4\pi}\right). \tag{3.8}$$

Ze wzorów tych widać, że wielkości krańcowych wychyleń określają stosunek stałych γ i Ω,

$$\frac{\gamma}{\Omega} = \frac{1}{\pi} \cdot ln \frac{\alpha_s}{\alpha_{s1} - \alpha_s} = \frac{1}{2\pi} \cdot ln \frac{\alpha_s}{\alpha_s - \alpha_{s2}} =$$

$$= \frac{1}{3\pi} \cdot ln \frac{\alpha_s}{\alpha_{s3} - \alpha_s} = \ldots \tag{3.9}$$

natomiast wartości czasów t_{s1}, t_{s2}, i t.d. — jeśli udało się je pomierzyć — mogłyby nam dać wartość stałej wahań galwanometru (z równania 3.6),

$$\Omega = \frac{\pi}{t_{s1}} = \frac{\pi}{t_{s2} - t_{s1}} = \frac{2\pi}{t_{s2}} = \ldots \tag{3.10}$$

3. 2. W metodzie ładunkowej traktujemy galwanometr jako galwanometr balistyczny, i obserwujemy jego wahania powstałe na skutek momentalnego przepływu przezeń ładunku q_0; zwracamy przy tym — jak poprzednio — uwagę na wartości krańcowych wychyleń α_1, α_2, α_3, i t.d., oraz staramy się pomierzyć czasy t_1, t_2, t_3 itd., w których wychylenia te zachodzą. Poza tym, znając wielkość ładunku q_0, ustalamy wartość stałej balistycznej β.

Przyjmijmy, że na początku przepływu ładunku galwanometr jest w spoczynku, t.j. że początkowo zarówno jego wychylenie, jak i szybkość kątowa, są równe zeru, i rozważmy najpierw sam proces przepływu ładunku. Przyjmiemy, że ładunek ten przepływa przez galwanometr w chwili $t = 0$ w ciągu czasu tak krótkiego, że w chwili zakończenia przepływu galwanometr nie zdąży się jeszcze wychylić ze swego położenia spoczynkowego — innymi słowy przyjmiemy, że przez cały czas tego procesu wartość wychyienia $\alpha = 0$.

Natomiast, podczas przepływu ładunku, szybkość kątowa galwanometru wzrośnie od wartości zerowej do pewnej wartości ω_0.

Uwzględniając powyższe założenia, oraz pisząc

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega;\quad \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \frac{d\omega}{dt};\quad i = \frac{dq}{dt};$$

otrzymujemy następującą postać równania galwanometru (2.6) najodpowiedniejszą dla rozpatrzenia tego etapu procesu:

$$\frac{1}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot\frac{d\omega}{dt}+\frac{2\gamma}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot\omega=\frac{1}{\sigma}\cdot\frac{dq}{dt},$$

czyli

$$\frac{1}{\sigma}\cdot dq=\frac{1}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot d\omega+\frac{2\gamma}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot\omega\,.\,dt=$$

$$=\frac{1}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot d\omega+\frac{2\gamma}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot d\alpha\,.$$

Całkując w granicach: q od 0 do q_0, zaś ω od 0 do ω_0, oraz pamiętając, że wychylenie α jest przez cały czas równe zeru, otrzymujemy:

$$\frac{1}{\sigma}\cdot q_0=\frac{1}{\Omega^2+\gamma^2}\cdot\omega_0\,,$$

czyli,

$$\omega_0=\frac{\Omega^2+\gamma^2}{\sigma}\cdot q_0\,. \qquad (3.11)$$

A więc, jako rezultat momentalnego przepływu ładunku q_0, galwanometr otrzymuje szybkość kątową o powyższej wartości ω_0.

Zwróćmy uwagę na to, że wartość ta nie zależy od zewnętrznego obwodu galwanometru (zarówno σ, jak i $\Omega^2+\gamma^2$ od tego obwodu nie zależą); natomiast dalsze zachowanie się przyrządu będzie zależało od układu, w jakim przyrząd ten pracuje.

Pod wpływem szybkości początkowej ω_0, galwanometr pocznie się wychylać; ponieważ prąd przez galwanometr więcej już nie płynie (i = 0), oraz ponieważ galwanometr wychyla się ze swego położenia spoczynkowego ($\alpha_0=0$), — równania (2.8) i (2.9) przyjmą obecnie postać,

$$\alpha=\frac{\omega_0}{\Omega}\cdot e^{-\gamma t}\cdot\sin\Omega t\,, \qquad (3.12)$$

$$\omega=\omega_0\cdot e^{-\gamma t}\cdot\left(\cos\Omega t-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot\sin\Omega t\right). \qquad (3.13)$$

Kolejne zatrzymania się galwanometru nastąpią w chwilach t_n, gdy $\omega_n=0$. Ze wzoru (3.13) widać, że czasy te odpowiadają kolejnym pierwiastkom równania,

$$\cot(\Omega t_n)=\frac{\gamma}{\Omega}\,. \qquad (3.14)$$

Uwzględniając, iż

$$\sin(\Omega t_n)=\frac{(-1)^{n-1}}{\sqrt{1+\cot^2(\Omega t_n)}}=$$

$$=(-1)^{n-1}\cdot\frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2+\gamma^2}}\,,$$

otrzymujemy ze wzoru (3.12) następujące wartości dla krańcowych wychyleń α_n:

$$\alpha_n=(-1)^{n-1}\cdot\frac{\omega_0}{\sqrt{\Omega^2+\gamma^2}}\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot(\Omega t_n)}\,.$$

Wreszcie, podstawiając wartość ω_0 ze wzoru (3.11), otrzymujemy

$$\alpha_n=(-1)^{n-1}\cdot\frac{q_0}{\sigma}\cdot\Omega\cdot\sqrt{1+\left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2}\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot(\Omega t_n)}\,. \qquad (3.15)$$

Wielkość 1-szego wychylenia α_1 będzie wynosiła

$$\alpha_1=\frac{q_0}{\sigma}\cdot\Omega\cdot\sqrt{1+\left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2}\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}(\Omega t_1)}\,, \qquad (3.16)$$

gdzie (Ωt_1) jest najmniejszym dodatnim pierwiastkiem równania

$$\cot(\Omega t_1)=\frac{\gamma}{\Omega}\,. \qquad (3.17)$$

Z drugiej strony, pamiętając definicję (2.4) stałej balistycznej (β) galwanometru, możemy napisać

$$q_0=\beta\cdot\alpha_1\,, \qquad (3.18)$$

a wobec tego, zestawiając równania (3.16 i (3.18), otrzymamy następującą zależność:

$$\frac{\sigma}{\beta}=\Omega\cdot\sqrt{1+\left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2}\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot(\Omega t_1)}\,. \qquad (3.19)$$

Równanie to wyraża zapowiedzianą uprzednio zależność, zachodzącą między 4-ma stałymi, charakteryzującymi dany galwanometr, pracujący w pewnym określonym obwodzie.

Wielkości dalszych krańcowych wychyleń galwanometru można wyrazić w zależności od wartości 1-szego wychylenia α_1.

Ze wzoru (3.14) widać mianowicie, że

$$\Omega t_n=\Omega t_1+(n-1)\cdot\pi\,, \qquad (3.20)$$

wobec czego równania (3.15) i (3.16) dają

$$\alpha_n=(-1)^{n-1}\cdot\alpha_1\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}(n-1)\cdot\pi}\,. \qquad (3.21)$$

Mamy przeto,

$$\alpha_2=-\alpha_1\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot\pi}\,;\qquad \alpha_3=\alpha_1\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot 2\pi}\,;$$

$$\alpha_4=-\alpha_1\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot 3\pi}\,;\qquad \alpha_5=\alpha_1\cdot e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot 4\pi}\,;\ \text{it.d.} \qquad (3.22)$$

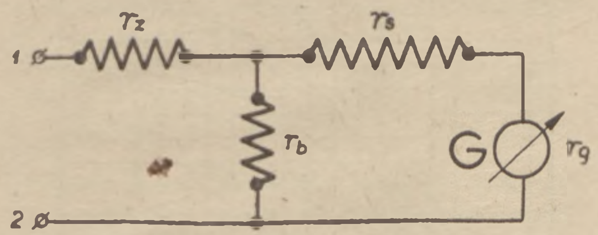
A więc, podobnie jak w metodzie prądowej, wartości krańcowych wychyleń galwanometru określają stosunek stałych $\frac{\gamma}{\Omega}$,

$$\frac{\gamma}{\Omega}=\frac{1}{\pi}\cdot\ln\frac{\alpha_1}{-\alpha_2}=\frac{1}{2\pi}\cdot\ln\frac{\alpha_1}{\alpha_3}=\ldots, \qquad (3.23)$$

zaś wartości czasów t_1, t_2, t_3, i t.d., dają wielkość stałej Ω:

$$\Omega=\frac{\pi}{t_2-t_1}=\frac{2\pi}{t_3-t_1}=\ldots \qquad (3.24)$$

3. 3. W *praktyce*, pomiary czasów wychylenia przyrządu mogą być niedokładne, dlatego też, dla otrzymania stałych układu, trzeba stosować obie metody, i wykorzystać związek (3.19), zachodzący między stałymi.



Rys. 1

Jak to już było wzmiankowane, w obu tych metodach obwód zewnętrzny galwanometru musi pozostać możliwie ten sam, aby utrzymać te same stałe układu; ten sam również układ musi być użyty do właściwego pomiaru czasu trwania impulsu. Na rys. 1 podany jest dla przykładu układ, przy użyciu którego powinny zachodzić stosunkowo małe zmiany warunków pracy przyrządu podczas różnych pomiarów. Oporność bocznikująca r_b powinna być mała zarówno w stosunku do oporności $(r_s + r_g)$, jak i do oporności r_z; oporność r_s powinna być duża w stosunku do oporności krytycznej przyrządu.

Przy pomocy każdej z opisanych metod należy znaleźć stosunek stałych γ i Ω (równania 3.9 i 3.23), i z otrzymanych z obu metod wyników ustalić ostatecznie wartość tego stosunku $\frac{\gamma}{\Omega}$. Następnie, z równania (3.17), należy obliczyć wartość wyrażenia (Ωt_1).

Jednocześnie, z metody prądowej otrzyma się stałą statyczną σ (równanie 3.2), zaś z metody ładunkowej—stałą balistyczną β (równanie 3.18.), Można będzie, wobec tego, obliczyć stosunek $\frac{\sigma}{\beta}$.

Mając wartości stosunków $\frac{\gamma}{\Omega}$ i $\frac{\sigma}{\beta}$, można ze wzoru (3.19) otrzymać wartość stałej wahań Ω, a następnie — wartość stałej tłumienia γ.

4. POMIAR CZASU TRWANIA IMPULSU

Przyjmijmy, że impuls prądu stałego o natężeniu „i" i o czasie trwania τ przesyłamy przez galwanometr w układzie, którego stałe są pomierzone. Układ ten powinien pozostawać praktycznie ten sam zarówno w czasie trwania impulsu, jak i po jego zakończeniu.

Pod wpływem impulsu, przyrząd wychyli się ze swego położenia spoczynkowego, i po pewnej liczbie wahnień ponownie do tego samego spoczynkowego położenia powróci. Niech wielkość pierwszego maksymalnego wychylenia galwanometru wyniesie α_m. Wychylenie to zależy od wielkości prądu i, czyli od wielkości ustalonego wychylenia α_s, odpowiadającego temu prądowi (równanie 3.1), oraz od czasu trwania impulsu τ; można się więc spodziewać, że stosunek $\frac{\alpha_m}{\alpha_s}$ będzie, dla danego układu przyrządu, zależał tylko od czasu τ, czyli że stosunek ten będzie mógł być użyty jako miara tego czasu τ.

Rozważania nasze ograniczymy do przypadku, gdy czas τ jest krótszy od czasu t_{s1} (równanie 3.6), w ciągu którego galwanometr osiągnąłby swoje pierwsze maksymalne wychylenie po włączeniu prądu „i" na stałe; przyjmiemy więc, że $\tau < t_{s_1}$.

W pracy galwanometru, poddanego działaniu impulsu, należy wyodrębnić 2 okresy: prądowy i bezprądowy.

4.1. *Okres prądowy* trwa od chwili $t = 0$ do chwili $t = \tau$.

Podczas tego okresu przez galwanometr przesyłany jest prąd i, zaś warunki początkowe dla tego okresu są: $\alpha_0 = 0$ i $\omega_0 = 0$. Ponieważ warunki te są takie same, jak przy metodzie prądowej pomiaru stałych układu, przeto wzory (3.3) i (3.4) dają wartości wychylenia α i szybkości kątowej ω dla każdej chwili tego okresu. W szczególności, dla chwili τ otrzymujemy:

$$\alpha_\tau = \frac{i}{\sigma} \cdot \left[1 - e^{-\gamma\tau} \cdot \left(\cos \Omega\tau + \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega\tau\right)\right], \tag{4.1}$$

$$\omega_\tau = \frac{i}{\sigma} \cdot \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\Omega} \cdot e^{-\gamma\tau} \cdot \sin \Omega\tau. \tag{4.2}$$

4.2. *Okres bezprądowy* trwa od chwili τ tj. od chwili zakończenia się impulsu, aż do nieskończoności, t. j. do czasu całkowitego uspokojenia się przyrządu. Interesuje nas z niego tylko okres do chwili pierwszego zatrzymania się galwanometru, czyli do chwili osiągnięcia przez przyrząd pierwszego maksymalnego wychylenia α_m.

Czas w okresie bezprądowym będziemy liczyć od jego początku, czyli chwila $t = 0$ tego okresu będzie jednocześnie chwilą τ zakończenia okresu prądowego.

Wartość prądu jest obecnie przez cały czas równa zeru ($i = 0$), zaś warunki początkowe są następujące: $\alpha_0 = \alpha_\tau$ i $\omega_0 = \omega_\tau$.

Dla otrzymania wzorów na wartości wychylenia i szybkości kątowej w tym okresie, należy dokonać odpowiednich podstawień we wzorach ogólnych (2.8) i (2.9).

Otrzymamy wówczas:

$$\alpha = e^{-\gamma t} \cdot \left[\alpha_\tau \cdot \left(\cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right) + \frac{\omega_\tau}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right]. \tag{4.3}$$

$$\omega = e^{-\gamma t} \cdot \left[-\alpha_\tau \cdot \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\Omega} \cdot \sin \Omega t + \omega_\tau \cdot \left(\cos \Omega t - \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega t\right)\right]. \tag{4.4}$$

Uwzględniając zaś zależności (4.1) i (4.2), oraz pisząc α_s zamiast $\frac{i}{\sigma}$, otrzymujemy, po dokonaniu przeróbek i uproszczeń,

$$\alpha = \alpha_s \cdot e^{-\gamma t} \cdot \left\{ \left(\cos \Omega t + \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega t \right) - e^{-\gamma\tau} \cdot \left[\cos \Omega (\tau + t) + \frac{\gamma}{\Omega} \cdot \sin \Omega (\tau + t) \right] \right\}. \tag{4.5}$$

$$\omega = \alpha_s \cdot \frac{\Omega^2 + \gamma^2}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \cdot \left[- \sin \Omega t + e^{-\gamma\tau} \cdot \sin \Omega (\tau + t) \right] \tag{4.6}$$

Pierwsze maksymalne wychylenie α_m nastąpi w chwili, gdy szybkość kątowa będzie po raz pierwszy równa zeru, co stanie się przy wartości czasu t_m odpowiadającej najmniejszemu dodatniemu pierwiastkowi równania $\omega_m = 0$, t. j. równania:

$$- \sin \Omega t_m + e^{-\gamma\tau} \cdot \sin \Omega (\tau + t_m) = 0 \; . \tag{4.7}$$

Równanie to jest spełnione, gdy

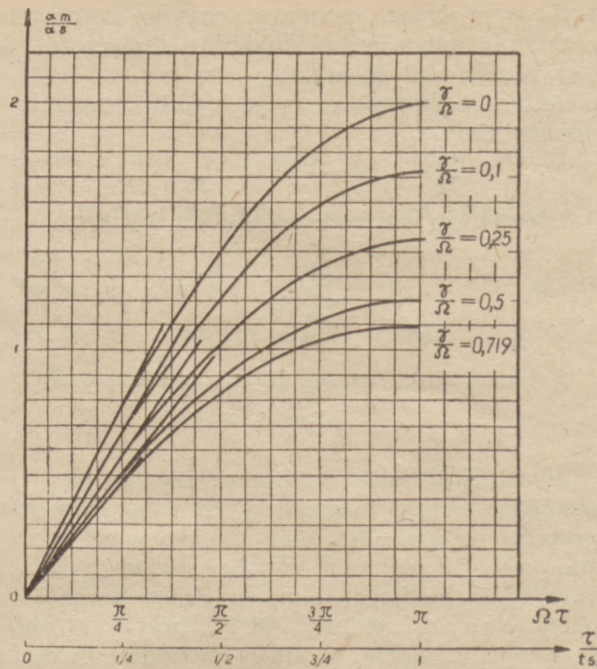
$$\cot (\Omega t_m) = \frac{1 - e^{-\gamma\tau} \cdot \cos \Omega \tau}{e^{-\gamma\tau} \cdot \sin \Omega\tau} \; . \tag{4.8}$$

Zauważmy, że — przy przyjętym przez nas ograniczeniu $\tau < t_{s1}$ — wartość $(\Omega\tau)$ zawiera się między 0 a π (równanie 3.6), wobec czego cot (Ωt_m) jest dodatni, a przeto najmniejsza dodatnia wartość (Ωt_m) jest zawarta między 0 a $\frac{\pi}{2}$.

Po podstawieniu wartości (Ωt_m), określonej równaniem (4.8), do wszystkich funkcji kołowych, występujących w równaniu (4.5), i po dokonaniu uproszczeń i przeróbek, otrzymamy ostatecznie następującą zależność:

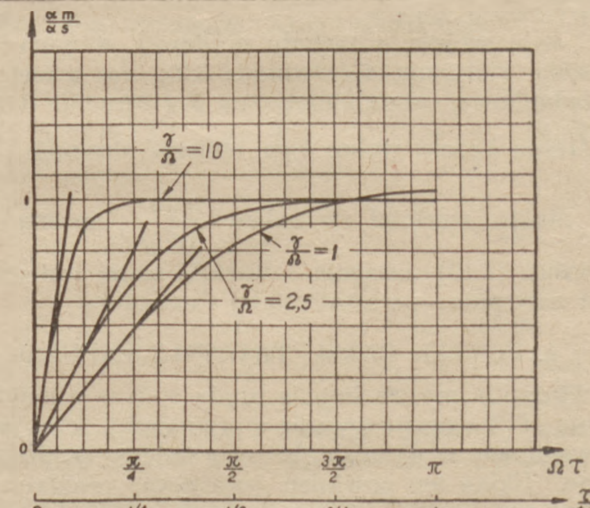
$$\frac{\alpha_m}{\alpha_s} = e^{-\frac{\gamma}{\Omega} \cdot (\Omega t_m)} \cdot \sqrt{\left[1 - e^{-\frac{\gamma}{\Omega} (\Omega\tau)} \cdot \cos (\Omega\tau) \right]^2 + \left[e^{-\frac{\gamma}{\Omega} (\Omega\tau)} \cdot \sin (\Omega\tau) \right]^2} \tag{4.9}$$

Widać więc, że dla danych wartości $\frac{\gamma}{\Omega}$ i Ω stosunek $\frac{\alpha_m}{\alpha_s}$ jest określony przez czas trwania impulsu τ, a wobec tego i odwrotnie — czas ten (w założeniu, że $\tau < t_{s1}$), jest określony wartością stosunku $\frac{\alpha_m}{\alpha_s}$.



Rys. 2

Na załączonym wykresie (Rys. 2) podana jest rodzina krzywych, odpowiadających równaniu (4.9) i przedstawiających stosunek $\frac{\alpha_m}{\alpha_s}$, jako funkcję wielkości $(\Omega\tau)$, dla różnych wartości stosunku $\frac{\gamma}{\Omega}$; dla uniknięcia nakładania się krzywych, całość wykresu rozbita jest na dwie części (Rys. 2a i 2 b).



Rys. 2b

Zmiana wielkości $(\Omega\tau)$ uwzględniona jest w granicach od 0 do π; odpowiada to zmianom stosunku $\frac{\tau}{t_{s1}}$ w granicach od 0 do 1.

Widzimy, że dla otrzymania czasu trwania impulsu należy znać następujące wielkości:

a) Wartość stosunku $\frac{\gamma}{\Omega}$ dla galwanomeru, pracującego w danym układzie;

b) Wartość stałej Ω lub też wartość czasu t_{s1} odpowiadającego chwili pierwszego krańcowego wychylenia galwanometru pod wpływem przepływającego przezeń stałego prądu;

c) Wielkość prądu i, którego impuls przesłaliśmy przez przyrząd, czyli — wartość odpowiedniego ustalonego wychylenia α_s, — oraz pomierzyć:

d) Wielkość pierwszego maksymalnego wychylenia α_m, jakie galwanometr wykazuje pod wpływem przesłanego impulsu.

Wartość czasu τ można otrzymać wprost z wykresu, z krzywej dla właściwego stosunku $\frac{\gamma}{\Omega}$. Dla wartości $\frac{\gamma}{\Omega}$, nie pokazanych na wykresie, należy odpowiednią krzywą uzyskać drogą interpolacji.

5. DODATKOWA ANALIZA OTRZYMANYCH KRZYWYCH (Rys. 2)

Z wykresu widać, że wszystkie krzywe,

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_s} = f\,(\Omega\tau),$$

przechodzą przez początek układu spółrzędnych; wynika to wprost ze wzoru (4.9), dającego, przy $\tau = 0$, zerową wartość $\frac{\gamma_m}{\Omega_s}$ dla każdej wartości $\frac{\gamma}{\Omega}$

Dla drugiej krańcowej wartości $\Omega\tau, (\Omega\tau = \pi)$ wzór ten daje

$$\left(\frac{\alpha_m}{\alpha_s}\right)_{\Omega\tau=\pi} = 1 + e^{-\frac{\gamma}{\Omega}\cdot\pi}, \qquad (5,1)$$

t. j. wartość, która dla $\frac{\gamma}{\Omega} = 0$ staje się równa 2, zaś przy dużych wartościach $\frac{\gamma}{\Omega}$ zbliża się do 1.

Dla lepszego zorientowania się w przebiegu krzywych, wskazane jest znaleźć ich nachylenie, czyli wartości funkcji pochodnych. Po zróżniczkowaniu wyrażenia (4.9), i oczywiście uwzględniając zależność (4.8), otrzymujemy w wyniku

$$\frac{d\left(\frac{\alpha_m}{\alpha_s}\right)}{d\,(\Omega\tau)} = e^{-\gamma t_m} \frac{\left(1+\frac{\gamma^2}{\Omega^2}\right)\cdot e^{-\gamma\tau}\cdot \sin\Omega\tau}{\sqrt{\left(1-e^{-\gamma\tau}\cdot\cos\Omega\tau\right)^2+\left(e^{-\gamma\tau}\cdot\sin\Omega\tau\right)^2}} \qquad (5.2)$$

Z wyrażenia tego widać przede wszystkim, że krzywe nasze osiągają maximum zawsze przy $\Omega\tau=\pi$. Poza tym, interesujące są nachylenia krzywych na początku wykresu, t. j. dla bardzo małych wartości τ.

W tym ostatnim przypadku równanie (4.8) daje następującą wartość dla t_m:

$$[\cot\Omega t_m]_{\tau\to 0} \cong \frac{1-(1-\gamma\tau)}{\Omega\tau} = \frac{\gamma}{\Omega}, \qquad (5.3)$$

czyli, że dla małych wartości τ, czas t_m staje się równy czasowi t_1 (równanie 3.17) pierwszego wychylenia galwanometru, w przypadku użycia go jako galwanometru balistycznego,

$$[t_m]_{\tau\to 0} \cong t_1. \qquad (5.4)$$

Sama zaś wartość pochodnej, dla τ bardzo małego, wynosi:

$$\left[\frac{d\left(\frac{\alpha_m}{\alpha_s}\right)}{d\,(\Omega\tau)}\right]_{\tau\to 0} \cong e^{-\gamma t_1}.$$

$$\frac{\left(1+\frac{\gamma^2}{\Omega^2}\right)\cdot(1-\gamma\tau)}{\sqrt{(\gamma\tau)^2+(\Omega\tau)^2}} \cong e^{-\gamma t_1}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2}. \qquad (5.5)$$

Wartość ta przy $\frac{\gamma}{\Omega} = 0$ staje się równa jedności, zaś ze wzrostem $\frac{\gamma}{\Omega}$ początkowo maleje, a następnie ponownie wzrasta, i przy $\frac{\gamma}{\Omega}$ b. wielkim staje się równa $e^{-1}\cdot\frac{\gamma}{\Omega}$. Najmniejsza wartość tego wyrażenia przypada, gdy (Ωt_1) spełnia równanie:

$$(\Omega t_1) = \sin 2\,(\Omega t_1),$$

t. j. dla $(\Omega t_1) \cong 54°18'$, co odpowiada stosunkowi $\frac{\gamma}{\Omega} \cong 0{,}719$ (z równania 5.3).

Na pierwszej części wykresu (Rys. 2a) podane są krzywe dla wartości $\frac{\gamma}{\Omega}$ od 0 do 0,719, na drugiej zaś części (Rys. 2b) — kilka krzywych dla większych wartości $\frac{\gamma}{\Omega}$.

Im czas trwania impulsu jest krótszy, tym bardziej — jak to już było zaznaczone — przebieg procesu i otrzymany wynik będzie stawał się zgodny z teorią galwanometru balistycznego. Aby się co do tego upewnić, znajdziemy odpowiednie krzywe, wynikające z tej teorii i porównamy je z naszymi krzywymi.

W przypadku galwanometru balistycznego, wielkość ładunku, jaki przez galwanometr przepłynął, można określić, bądź jako $\beta.\alpha_m$, bądź też jako $i.\tau$; możemy więc napisać, że

$$\beta.\alpha_m = i.\tau, \qquad (5.6)$$

co, po podstawieniu wartości stałej balistycznej β z równania (3.19), daje:

$$\alpha_m . \sigma \doteq i . \tau . \Omega . \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 . e^{-\gamma t_1}} .$$

Podstawiwszy α_s zamiast $\frac{i}{\sigma}$ (równanie 3.1), otrzymujemy ostatecznie:

$$\frac{\alpha_m / \alpha_s}{\Omega\tau} = e^{-\gamma t_1} . \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2} . \qquad (5.7)$$

Porównując wyrażenia (5.5) i (5.7), widzimy, że proste, otrzymane z zastosowania teorii galwanometru balistycznego, są styczne do naszych krzywych w początku układu spółrzędnych, t. j. dla $\tau = 0$.

Odchylanie się krzywych od owych stycznych jest miarą niedokładności, jaką popełnialibyśmy, stosując teorię galwanometru balistycznego do pomiaru impulsów o skończonym czasie trwania.

ZAŁĄCZNIK

1. *Wyjaśnienie przeróbek matematycznych.*

Ze względu na to, że zastosowana w niniejszym artykule metoda rozwiązywania równań różniczkowych przy pomocy Heaviside'owskiego operatora „p" jest względnie mało używana przez polskich elektryków, pozwolimy sobie — nie wnikając w szczegóły jej teorii — omówić nieco szerzej sposób przechodzenia od ogólnej postaci równania różniczkowego do postaci operatorowej i następnie do postaci funkcyjnej (opierając się na niezmiernie interesującym i przystępnym podręczniku p. t.: „The simple calculation of electrical transients", by G. W. Carter, Cambridge University Press, 1944).

Równanie (2.1) jest szczególnym przypadkiem równania różniczkowego drugiego rzędu, typu następującego:

$$a . \frac{d^2 u}{dt^2} + b . \frac{du}{dt} + C . u = f(t) \qquad (Z.1)$$

Dla jednoznacznego rozwiązania równania różniczkowego koniecznym jest ustalenie odpowiedniej liczby niezależnych od siebie warunków granicznych; w przypadku równania drugiego rzędu należy określić dwa takie warunki.

W metodzie Heaviside'a warunkami granicznymi są wartości zmiennej i jej pochodnych w momencie rozpoczęcia się obserwowanego zjawiska w przypadku więc równania (Z. 1) będą to wartości zmiennej u, oraz jej pierwszej pochodnej względem czasu, $\frac{du}{dt}$, w chwili $t = 0$.

Nazwijmy te wartości odpowiednio u_0, u_1 i zanotujemy: przy $t = 0$: $u = u_0$ i $\frac{du}{dt} = u_1$ (Z.2)

Mając wartości początkowe u_0 oraz u_1, możemy odrazu napisać operatorową postać równania (Z. 1), postępując w tym celu jak następuje:

a) po lewej stronie równania, zamiast $\frac{d}{dt}$ wprowadzamy wszędzie operator p;

b) po prawej stronie zostawiamy funkcję $f(t)$ bez zmiany, a ponadto dodajemy człony, zawie-

dla $\frac{\gamma}{\Omega}$: \ $\Omega\tau$	Wartości $\frac{\alpha m}{\alpha s}$ przy wartościach $(\Omega\tau)$: 0	$\frac{\pi}{8}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{8}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{5\pi}{8}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\frac{7\pi}{8}$	π	$\frac{d\left(\frac{\alpha m}{\alpha s}\right)}{d(\Omega\tau)}$ przy $\Omega\tau$ 0
$\frac{\gamma}{\Omega} = 0$	0	0,391	0,765	1,111	1,414	1,663	1,848	1,962	2,0	1,0
$\frac{\gamma}{\Omega} = 0,1$	0	0,339	0,665	0,965	1,225	1,440	1,600	1,693	1,730	0,868
$\frac{\gamma}{\Omega} = 0,25$	0	0,288	0,566	0,820	1,040	1,220	1,350	1,430	1,456	0,740
$\frac{\gamma}{\Omega} = 0,5$	0	0,249	0,490	0,705	0,891	1,033	1,131	1,190	1,208	0,643
$\frac{\gamma}{\Omega} = 0,719$	0	0,243	0,471	0,673	0,839	0,964	1,049	1,090	1,105	0,624
$\frac{\gamma}{\Omega} = 1$	0	0,249	0,482	0,678	0,832	0,942	1,003	1,039	1,043	0,645
$\frac{\gamma}{\Omega} = 2,5$	0	0,39	0,69	0,875	0,95	0,993	1,0	1,0	1,0	1,05
$\frac{\gamma}{\Omega} = 10$	0	0,90	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	3,72

Tabela do wykresu krzywych $\frac{\alpha_m}{\alpha_s} = f(\Omega\tau)$

rające u_0 i u_1, budując je w sposób następujący:

b 1) dla otrzymania członu zawierającego u_0, bierzemy lewą stronę równania, opuszczamy w niej wyraz nie zawierający p, i zamieniamy u na u_0,

b 2) dla otrzymania członu zawierającego u_1, bierzemy powyższy człon zawierający u_0, dzielimy go przez p, odrzucamy wyraz, który po tym podzieleniu nie będzie zawierał p oraz zamieniamy u_0 na u_1.

Po zastosowaniu tego przepisu do równania (Z. 1), otrzymujemy równoważne mu równanie operatorowe:

$$(ap^2 + bp + c)\, n = f(t) + (ap^2 + bp) u_0 + $$
$$+ apu_1 \qquad (Z.3)$$

W analogiczny sposób, z równania (2.1) dostajemy jego operatorową postać, która po drobnych i zupełnie oczywistych przeróbkach staje się równaniem (2.2). W ten sam sposób otrzymujemy operatorową postać (2.7) równania (2.6).

Aby teraz operatorowe równanie (2.7) przekształcić na zwykłą formę funkcyjną (2.8), stosujemy wzory, podające wyniki różnych „operacji" na t. zw. jednostkowej funkcji Heaviside'a „1", i przez superpozycję poszczególnych operacji otrzymujemy ostateczny wynik.

Nie wnikając w teoretyczne szczegóły tej metody, omówione przystępnie we wspomnianym przed chwilą podręczniku, — ograniczymy się jedynie do przytoczenia formuł, zastosowanych w naszym przypadku. Są to dwie zależności:

$$\frac{p^2}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot 1 = e^{-\gamma t} \cdot \left(\cos\Omega t - \frac{\gamma}{\Omega}\sin\Omega t\right) \qquad (Z.4)$$

$$\frac{p}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot 1 = \frac{1}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin\Omega t \qquad (Z.5)$$

Wzór (Z. 5) odrazu daje funkcjonalną postać trzeciego składnika równania (2. 7); dla otrzymania zaś funkcyjnej postaci składnika drugiego należy użyć obu wzorów (Z. 4) i (Z. 5), oraz dokonać następującej przeróbki:

$$\frac{\Omega^2 + \gamma^2}{(p+\gamma^2) + \Omega^2} \cdot 1 = 1 - \frac{p^2 + 2\gamma p}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} 1 =$$
$$= 1 - \frac{p^2}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot 1 - 2\gamma \cdot \frac{p}{(p+\gamma)^2 + \Omega^2} \cdot 1 =$$
$$= 1 - e^{-\gamma t} \cdot \left(\cos\Omega t - \frac{\gamma}{a}\sin\Omega t\right) - 2\frac{\gamma}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin\Omega t =$$
$$= 1 - e^{-\gamma t} \cdot \left(\cos\Omega t + \frac{\gamma}{\Omega}\sin\Omega t\right) \qquad (Z.6)$$

Przy użyciu więc wzoru (Z. 5) i (Z. 6) otrzymuje się funkcyjną postać równania (2. 7), która po drobnych przeróbkach i uporządkowaniu wyrazów staje się ostatecznie równaniem (2 . 8).

2. TABELA DO WYKRESU KRZYWYCH 2a i 2b

Ponieważ krzywe te mają charakter ogólny i mogą być zastosowane do dowolnego miernika prądu, pracującego w układzie o tłumieniu mniejszym od krytycznego, podajemy poniżej tabelę danych liczbowych, które by — w razie potrzeby — umożliwiły wykreślenie tych krzywych w większej skali.

Oprócz wartości stosunku $\frac{\alpha_m}{\alpha_s}$ dla Ωt zmieniającego się od 0 do π, przy różnych wartościach stosunku $\frac{\gamma}{\Omega}$, — obliczone zostały również nachylenia krzywych w początku układu spółrzędnych. Nachylenia te podane są w tabeli w postaci wartości pochodnych $d\left(\frac{\alpha_m}{\alpha_s}\right) : d\,(\Omega t)$ dla $\Omega t = 0$

WITOLD NIENAŁTOWSKI
(Northern Electric Co. Canada)

Zniekształcenia amplitudy i fazy małej częstotliwości na obwodach rezonansowych

Rozważania niniejsze mają na celu praktyczne ujęcie zagadnienia zniekształceń amplitudy i fazy częstotliwości modulujących na obwodach rezonansowych wielkiej częstotliwości przy modulacji amplitudy w nadajnikach radiowych.

Rozpoczynając od zniekształceń amplitudy, rozważmy prosty obwód rezonansowy wskazany na rys. 1.

gdzie E — Siła elektromotoryczna o częstotliwości f,
L — Indukcyjność,
C — Pojemność,
R — Oporność obwodu.

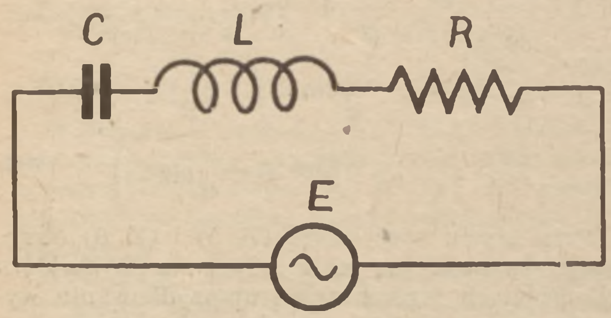
Przyjmując oznaczenia:

$$\omega = 2\pi f$$
$$\omega_r = 2\pi f_r$$

gdzie f_r — częstotliwość rezonansowa obwodu, możemy wyrazić stosunek prądu przy częstotliwości rezonansowej do prądu przy częstotliwości f, przy niezmienionej wartości siły elektromotorycznej, jako odwrotny stosunek oporów pozornych obwodu dla powyższych częstotliwości:

$$\frac{I_r}{I} = \frac{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}{R} =$$

$$= \sqrt{1 + \frac{L^2}{R^2}\left(\frac{\omega^2 - \omega_r^{\ 2}}{\omega}\right)^2} \qquad (1)$$



Rys. 1

Jeżeli częstotliwość f i f_r niewiele się różnią od siebie, możemy skorzystać z następującego uproszczenia.

$$\omega^2 - \omega_r^{\ 2} = (\omega - \omega_r)(\omega + \omega_r) = \Delta\omega \,.\, 2\omega =$$

$$= \frac{\Delta\omega}{\omega} \,.\, 2\omega^2 = 2 \,.\, X \,.\, \omega^2 \qquad (2)$$

gdzie $X = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ — stosunkowe odstrojenie może być również traktowane jako stosunek częstotliwości modulującej do częstotliwości nośnej w wypadku rozważania zniekształceń amplitudy wstęg bocznych.

Podstawiając (2) w (1) otrzymujemy:

$$\frac{I_r}{I} = \sqrt{1 + \frac{L^2 \,.\, 4X^2\omega^2}{R^2}} = \sqrt{1 + 4X^2Q^2} \qquad (3')$$

lub

$$\frac{I}{I_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4X^2Q^2}} \qquad (3)$$

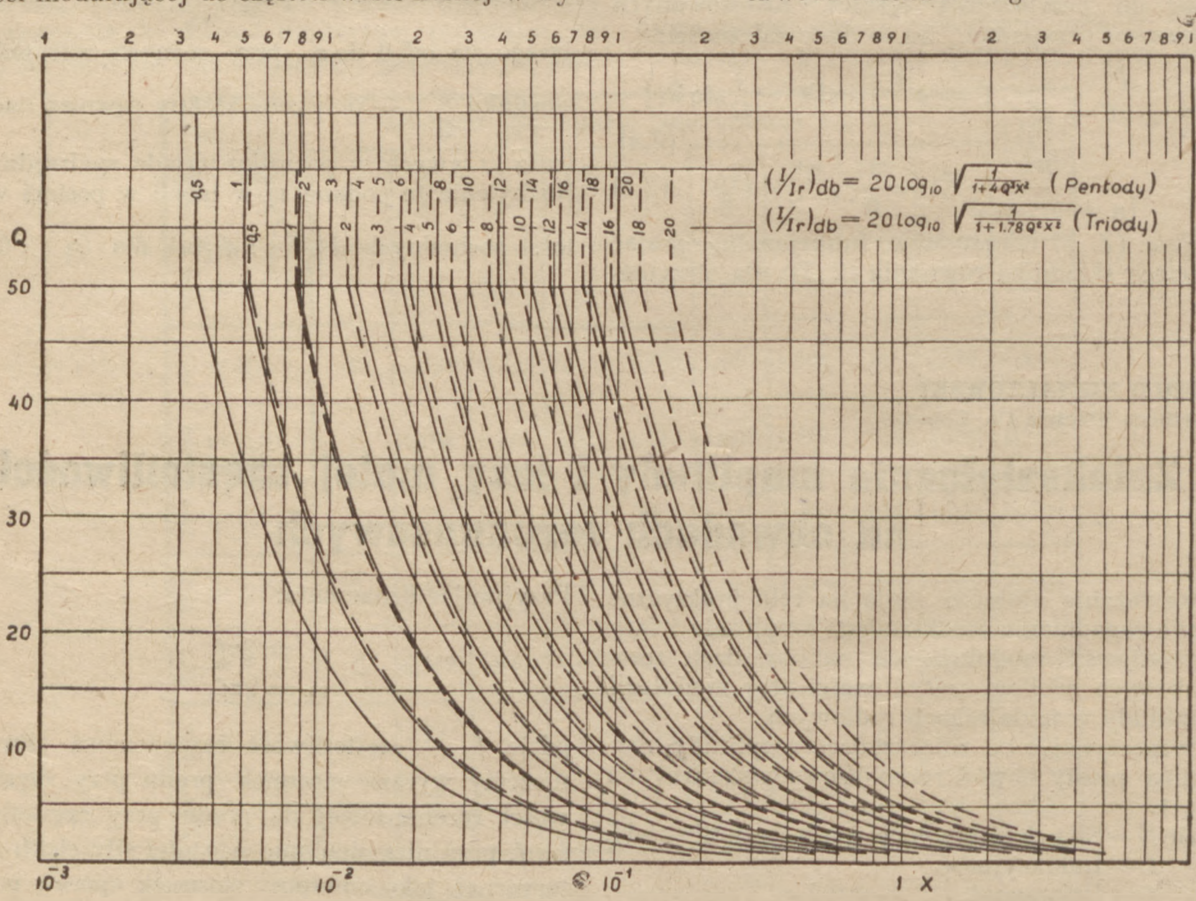
Równanie 3 wyraża zniekształcenie amplitudy w zależności od dobroci Q obwodu i stosunku częstotliwości modulującej do nośnej.

Rysując krzywe zależności Q do X dla stałych stosunków I/I_r możemy otrzymać wykres, jak na Rys. 2, pozwalający odczytać wielkość tłumienia w zależności od Q i X.

Rozumowanie powyższe można stosować z dużym przybliżeniem do wzmacniaczy z pentodami, gdyż wysoka oporność wewnętrzna tych lamp pozwala na pominięcie jej w rachunku.

Przy obliczaniu tłumienia na obwodach wzmacniaczy triodowych należy uwzględnić oporność wewnętrzną lampy. W tym celu rozważymy obwód wzmacniacza rezonansowego, rys. 3a, którego obwód zastępczy wskazuje rys. 3b. Oznaczmy, jak następuje:

E — Siła elektromotoryczna
Z — Zespolona wartość oporu pozornego obwodu rezonansowego
L, C, r — Indukcyjność, pojemność i oporność obwodu rezonansowego



Rys. 2

$R = \frac{L}{rC}$ - Opór pozorny obwodu rezonansowego dla częstotliwości rezonansowej

$\hat{U}$ — Zespolona wartość oporu pozornego na kondensatorze

$\bar{U}$ — Amplituda napięcia na kondensatorze

$\bar{U}_r$ — Amplituda napięcia na kondensatorze dla częstotliwości rezonansowej.

$\hat{I}_1$ — Zespolona wartość prądu w obwodzie z rys. 3b.

$\bar{I}$ — Amplituda prądu płynącego przez kondensator.

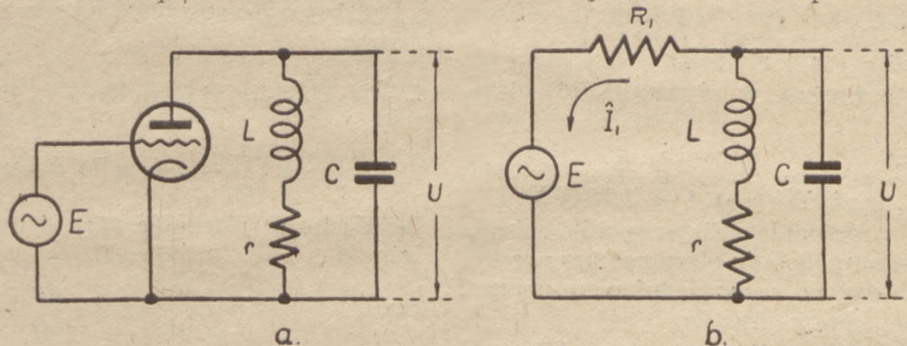
I_r — Amplituda prądu płynącego przez kondensator przy częstotliwości rezonansowej.

Stosując prawa Ohma i Kirchhoffa do obwodu z rys. 3b możemy napisać następujące równania:

$$\frac{1}{\hat{Z}} = \frac{1}{R} - j\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right) \qquad (4)$$

$$E = (R_1 + \hat{Z})\,\hat{I}_1 \qquad (5)$$

$$\hat{U} = \hat{I}_1 \hat{Z} = E\,\frac{\hat{Z}}{R_1 + \hat{Z}} \qquad (6)$$



Rys. 3 a, b

Podstawiając również (4) do (6) otrzymujemy:

$$U = E\,\frac{\frac{1}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{\hat{Z}}} = E\,\frac{\frac{1}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} - j\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)}$$

Oznaczając
$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} = \frac{1}{R'} \qquad (8)$$

możemy w następujący sposób wyrazić napięcie na kondensatorze

$$|\hat{U}|^2 = U^2 = E^2\,\frac{\left(\frac{1}{R_1}\right)^2}{\left(\frac{1}{R'}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)^2} \qquad (9)$$

Uwzględniając, że dla częstotliwości rezonansowej $\frac{1}{\omega L} - \omega C = 0$ możemy napisać:

$$U_r^{\,2} = E^2\,\frac{R'^2}{R_1^{\,2}} \qquad (10)$$

Dzieląc stronami równania (10) i (9) otrzymujemy:

$$\left(\frac{U_r}{U}\right)^2 = 1 + R'^2\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)^2 = 1 + R'^2\,\frac{\omega^2}{L^2}\left(\frac{1}{\omega^2} - LC\right)^2 = 1 + R'^2\,\frac{\omega^2}{L^2}\left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\omega_r^{\,2}}\right)^2 = 1 + R'^2\,\frac{\omega^2}{L^2}\left(\frac{\omega_r^{\,2} - \omega^2}{\omega^2\omega_r^{\,2}}\right)^2$$

Wprowadzając oznaczenia podobne jak w (2) możemy napisać:

$$\left(\frac{U_r}{U}\right)^2 = 1 + R'^2\,\frac{\omega^2}{L^2}\left(\frac{2\omega\,.\,\Delta\omega}{\omega^2\omega_r^{\,2}}\right)^2 = 1 + \frac{4R'^2}{L^2\omega_r^{\,4}}\,.\,(\Delta\omega)^2 \qquad (11)$$

Oznaczmy
$$\frac{R'}{L^2\omega_r^{\,2}} = \frac{1}{R''} \qquad (12)$$

lub
$$R'' = \frac{L^2\omega_r^{\,2}}{R'}$$

Biorąc pod uwagę (8) możemy napisać:

$$R'' = \frac{L^2\omega_r^{\,2}}{R_1} + \frac{L^2\omega_r^{\,2}}{R} = \frac{L}{R_1 C} + r = r' + r \qquad (13)$$

gdzie
$$r' = \frac{L}{R_1 C}$$

Pisząc równanie (12) jak następuje:

$$\frac{R'^2}{L^4\omega_r^{\,4}} = \frac{1}{R''^2} \quad \text{albo} \quad \frac{4R'^2}{L^2\omega_r^{\,4}} = \frac{4L^2}{R''^2} \qquad (14)$$

i podstawiając (14) do (11) otrzymujemy:

$$\left(\frac{U_r}{U}\right)^2 = 1 + \frac{4L^2}{R''^2}\,(\Delta\omega)^2 = 1 + \frac{4L^2\omega^2}{R''^2}\,X^2 \qquad (15)$$

Oznaczając $Q' = \frac{\omega L}{R''}$ możemy otrzymać z (15) równanie podobne do (3)

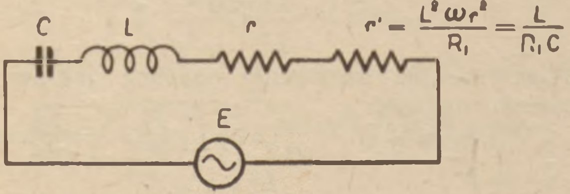
$$\frac{U_r}{U} = \sqrt{1 + 4Q'^2\,.\,X^2}$$

lub ponieważ

$$\frac{U_r}{U} = \frac{I_r}{I}\,,\quad \frac{I}{I_r} = \sqrt{1 + 4Q'^2X^2} \qquad (16)$$

Powyższe rozważania dowodzą, że wewnętrzna oporność lampy R_1 może być zastąpiona oporoś-

cią $r' = \frac{L}{R'C}$ wprowadzoną szeregowo do obwodu rezonansowego, co uwzględniając możemy uprościć obwód zastępczy z rys. 3b w sposób wskazany na rys. 4.



Rys. 4

Często wygodnie jest wyrazić stosunek prądu w równaniu (16) w zależności od Q obwodu rezonansowego. W tym celu przyjmując, że w przybliżeniu oporność wewnętrzna triod użytych we wzmacniaczach mocy wielkiej częstotliwości jest dwukrotnie wyższa od oporności obciążenia, możemy napisać:

$$R_1 = 2R$$

lub
$$r' = \frac{L}{R_1 C} = \frac{L}{2RC} = \frac{1}{2} r$$

Stąd
$$Q' = \frac{\omega L}{R''} = \frac{\omega L}{r + r'} = \frac{\omega L}{{}^3/_2 r} = \frac{2}{3} Q$$

Podstawiając tę wartość w równanie (16) otrzymamy:

$$\frac{I}{I_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4 \cdot ({}^2/_3 Q)^2 X^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 1{,}78 Q^2 X^2}} \qquad (17)$$

Korzystając z równania (17) w sposób opisany poprzednio można podobnie otrzymać krzywe tłumienia wstęg bocznych z uwzględnieniem oporności wewnętrznej lampy (Rys. 2).

W drugiej części zagadnienia, celem obliczenia przesunięcie fazy obwiedni modulacji na obwodach wielkiej częstotliwości rozważmy obwód rezonansowy wskazany na rys. 5 z siłą elektromotoryczną wyrażoną jak następuje:

$$e = \bar{E}\,(1 + m \sin \omega t) \sin \Omega t$$

gdzie $\bar{E}$ — amplituda siły elektromotorycznej
m — współczynnik głębokości modulacji
$\omega = 2\pi \cdot f$ — pulsacja częstotliwości modulującej
$\Omega = 2\pi F$ — pulsacja częstotliwości nośnej.

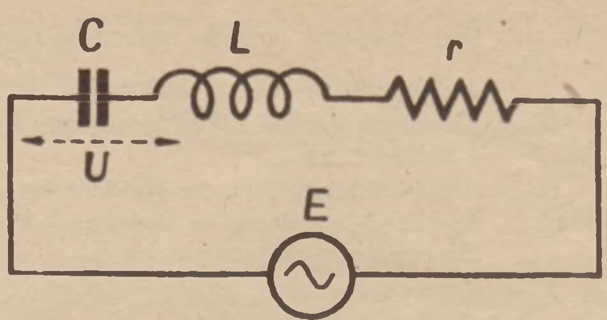
Oznaczmy również przez u wartość chwilową napięcia na kondensatorze obwodu.

Stosując prawo Kirchhoffa do powyższego obwodu otrzymamy następujące równanie:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u = \bar{E}\,(1 + m \sin \omega t) \sin \Omega t \qquad (18)$$

którego prawą stronę możemy przekształcić jak następuje:

$$\bar{E}\,(1 + m \sin \omega t) \sin \Omega t = \bar{E} \sin \Omega t + \bar{E} m \sin \omega t \sin \Omega t$$



Rys. 5

oznaczając

$$2 \sin \omega t \cdot \sin \Omega t = 2 \sin \frac{\beta - \alpha}{2} \sin \frac{\beta + \alpha}{2} = \cos \alpha - \cos \beta$$

Skąd $\omega t = \frac{\beta - \alpha}{2}$ i $\Omega t = \frac{\alpha + \beta}{2}$

otrzymujemy $\alpha = (\Omega - \omega) t$ i $\beta = (\Omega + \omega) t$

oraz

$$\sin \omega t \cdot \sin \Omega t = \frac{1}{2} [\cos (\Omega - \omega) t - \cos (\Omega + \omega) t]$$

Podstawiając powyższe od równania (18) otrzymamy:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u = \bar{E} \sin \Omega t + \frac{1}{2} \bar{E} m \cos (\Omega - \omega) t - \frac{1}{2} \bar{E} m \cos (\Omega + \omega) t \qquad (19)$$

Różniczkując równanie (19) i uwzględniając zależność

$$q = C \cdot u$$

czyli
$$i = \frac{dq}{dt} = C \cdot \frac{du}{dt} \qquad (20)$$

otrzymamy równanie różniczkowe rozważanego układu jak następuje:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = \frac{\bar{E}}{L} \Omega \cos \Omega t - \frac{\bar{E} m}{2L} (\Omega - \omega) \sin (\Omega - \omega) t + \frac{\bar{E} m}{2L} (\Omega + \omega) \sin (\Omega + \omega) t \qquad (21)$$

Rozwiązanie tego równania jest sumą jego rozwiązania ogólnego i trzech rozwiązań szczególnych.

Rozwiązanie ogólne, otrzymane przez przyrównanie lewej strony równania do zera wyraża się jak następuje:

$$i' = A e^{-\frac{R}{2L} t} \sin \left[\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \right) t + \Psi \right]$$

gdzie A i Ψ są stałymi całkowania. W rozważaniach niniejszych składnik ten możemy pominąć, gdyż znika on dla stanu ustalonego.

Trzy rozwiązania szczególne otrzymamy, porównując kolejno lewą stronę równania (21) do trzech składników strony prawej.

Zastępując w trzech w ten sposób powstałych równaniach odpowiednio $\sin \Omega t$ przez $e^{j\Omega t}$, $\cos(\Omega - \omega t)$ przez $e^{j\left(\Omega - \omega + \frac{\pi}{2}\right)t}$ i $\cos(\Omega + \omega)t$ przez $e^{j\left(\Omega + \omega + \frac{\pi}{2}\right)t}$ wadzając w każdą zależność $i = Ie^{j\Omega t}$ otrzymamy trzy składniki prądu w rozważanym obwodzie jak następuje:

pierwszy:

$$i_1 = \frac{\bar{E}}{\sqrt{R^2 + \left(\Omega L - \frac{1}{\Omega C}\right)^2}} \sin(\Omega t - \varphi_1) \quad (23)$$

gdzie

$$tg\, \varphi_1 = \frac{\Omega L - \frac{1}{C\Omega}}{R}$$

Całkowity prąd modulowany wobwodzie rezonansowym wyraża się więc sumą wartości chwilowych prądu o częstotliwości nośnej i dwóch wstęg bocznych, czyli prądów o częstotliwości równych sumie i różnicy częstotliwości nośnej i modulującej.

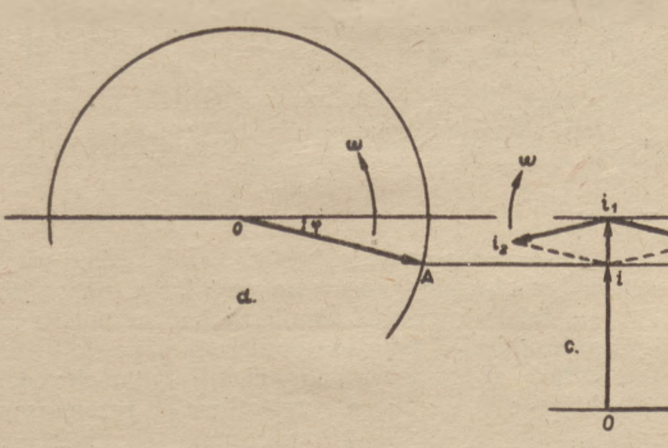
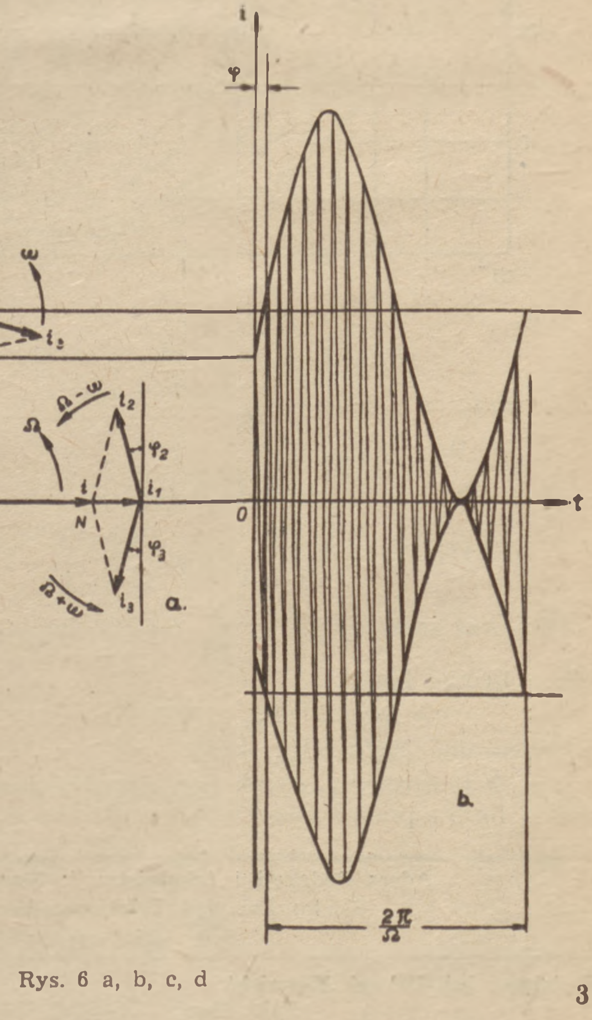
Zakładając częstotliwość siły elektromotorycznej równą częstotliwości rezonansowej obwodu ($\Omega = \Omega_r$) i współczynnik głębokości modulacji $M=1$ możemy przedstawić prąd obwodu w formie wykresu wektorowego, w którym wektor równy $\frac{E}{R}$ będzie wyrażał prąd o częstotliwości nośnej, a dwa wektory równe w przybliżeniu $\frac{E}{2R}$ (przy założeniu $\omega << \Omega_r$), obracające się dokoła pierwszego z szybkością kątową ω w przeciwnych kierunkach będą odpowiadały prądom wstęg bocznych. Rys. 6a ilustruje wzajemne położenie wektorów w czasie $t = O$. φ_2 i φ_3 oznaczaj kąty fazowe wstęg bocznych *).

*) Zwrot kątów φ_2 i φ_3 odnosi się do kierunku ruchu wektorów i_2 i i_3, który jak dla całego wykresu wektorowego został przyjęty za przeciwny do ruchu wskazówki zegara.

Suma wartości chwilowych $\bar{i}_1 + \bar{i}_2 + \bar{i}_3$ wyrażona wektorem ON odpowiada amplitudzie prądu całkowitego obwodu, która zmienia się w czasie całkowitego obwodu, która w rozważanym momencie jest mniejsza od amplitudy prądu nośnego. Osiągnie ona tę wartość, gdy wektory wstęg bocznych obrócą się względem wektora prądu nośnego o kąty φ_2 i φ_3 które w praktyce, gdzie zazwyczaj $\omega << \Omega_r$ są sobie w przybliżeniu równe. Suma wektorów $i_2 + i_3$ wyraża wartość chwilową obwiedni modulacji, która jest przedstawiona wektorowo na rys. 6d. Rys. 6c jest powtórzeniem wykresu z rys. 6a, obróconego o 90° dla lepszego zilustrowania zmian amplitudy. Pamiętając, że cały wykres wektorowy obraca się z szybkością Ω możemy wykreślić przebieg prądu modulowanego, jak na rys. 6b.

Dla $t = O$ faza obwiedni prądu wyraża się kątem φ, podczas gdy faza siły elektromotorycznej modulującej określonej jako $EM \sin \omega t$ wynosi zero, zatem kąt φ jest przesunięciem fazy, o jakie wyprzedza obwiednia prądu modulowanego siłą elektromotoryczną, wywołującą modulację w obwodzie rezonansowym.

Przesunięcie fazy podobnie, jak zniekształcenie amplitudy możemy również wyrazić w zależności od stosunku częstotliwości $X = \frac{\omega}{\Omega_r}$ i Q obwodu pisząc jak następuje:

Rys. 6 a, b, c, d

$$tg\varphi_2 = \frac{L(\Omega_r - \omega) - \frac{1}{C(\Omega_r - \omega)}}{R} = \frac{L(\Omega_r - \omega)}{R} -$$

$$- \frac{1}{C(\Omega_r - \omega)R} = \frac{L\,.\,\Omega_r}{R}(1-X) - \frac{1}{C\Omega_r R(1-X)} =$$

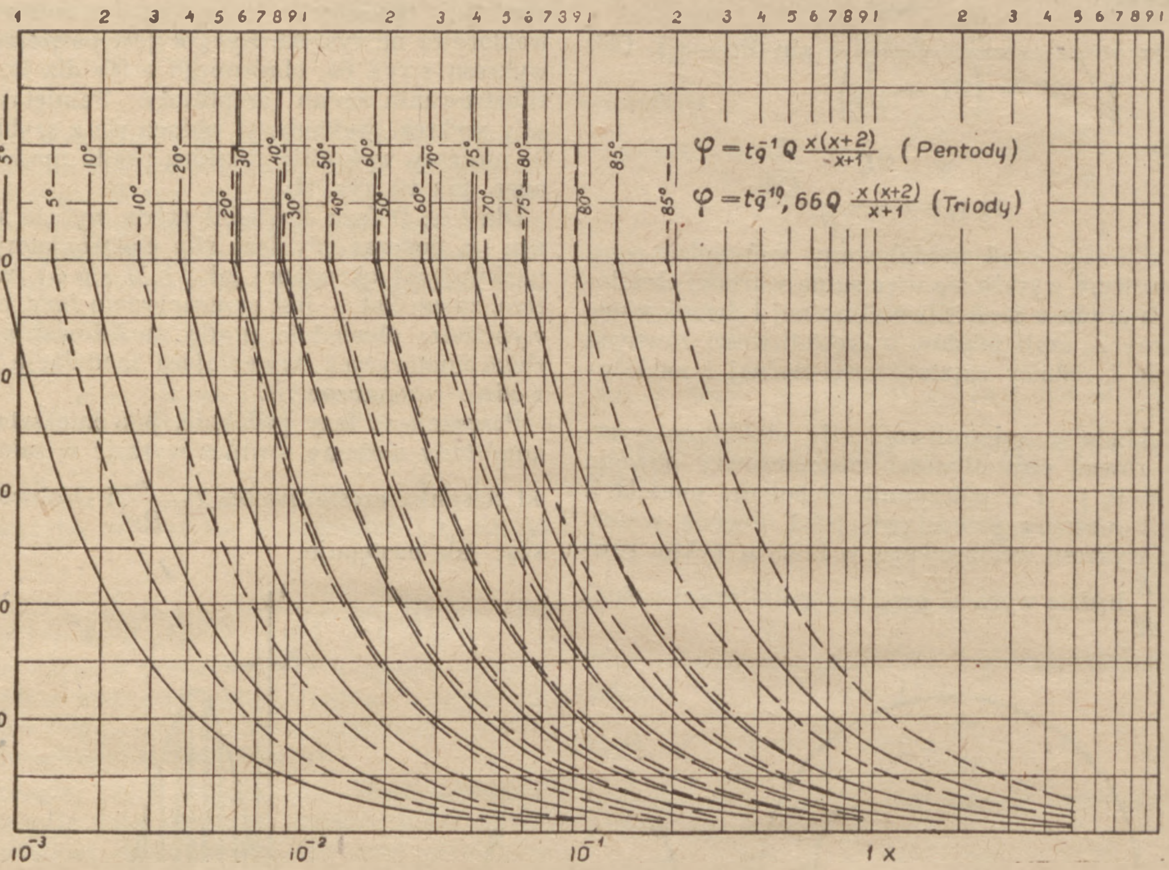
$$= Q(1-X) - \frac{Q}{1-X} = Q\,\frac{(X-2)X}{1-X}$$

padków z pominięciem (wzmacniacze pentodowe) i z uwzględnieniem (wzmacnacze triodowe) oporności wewnętrznej lampy.

W wypadku ostatnim krzywe zostały obliczone jak poprzednio w założeniu, że Q obwodu obniża się o ok. 34%.

Uwaga:

Zagadnienie przesunięcia fazy częstotliwości modulującej na obwodach wielkiej częstotliwości



Rys. 7

$$tg\varphi_3 = \frac{L(\Omega_r + \omega) - \frac{1}{L(\Omega_r + \omega)}}{R} =$$

$$= \frac{L\,.\,\Omega_r}{R}(1+X) - \frac{1}{R\,.\,C\,.\,\Omega_r(1+X)} =$$

$$= Q(1+X) - Q\frac{1}{1+X} = Q\,\frac{(X+2)X}{X+1}$$

Ponieważ zazwyczaj $X < \frac{1}{10}$ możemy przyjąć dla obydwu kątów

$$-\,tg\varphi_2 = tg\varphi_3 \simeq 2QX$$

z błędem mniejszym od ± 10%.

Rys. 7 przedstawia wynik powyższych rozważań w formie praktycznego wykresu dla obu wypadków ma duże znaczenie przy stosowaniu reakcji ujemnej z obwodu końcowego nadajnika na wejście modulatora celem usunięcia zniekształceń np. przesunięcie fazy harmonicznej o częstotliwości 20.000 okresów/sek. na jednym tylko obwodzie, którego $Q = 10$ a częstotliwość rezonansowa 600 kc/sek. ($X = \frac{20}{600} = 0{,}033$) wynosi 33°, dla 30.000 jest równa 43°, podczas gdy dla niskich częstotliwości jest do pominięcia.

Zatem obwód reakcji ujemnej działający należycie w zakresie niższych częstotliwości akustycznych może zawieść dla ich wyższych wartości. Uniknąć tego można przez stosowanie obwodów o możliwie niskim Q.

Adres Redakcji i Administracji: **Warszawa, Nowogrodzka 45, III p., telef. 871-70.**
Konto: **Przegląd Telekomunikacyjny, PKO. w Warszawie Nr I-4430.**
Sekretariat czynny codziennie od godz. 9 do 14.

Redaktor: **inż. Henryk Kowalski** Wydawca: **Sekcja Telekomunikacyjna SEP.**
Zakł. Graf. „Książka", W-wa, Smolna 12 Z. 388 B-34050